Physics Lib.

JAN 9 1948

Akustische Zeitschrift

Im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. Martin Grützmacher: Eine neue Darstellungsform der harmonischen Analyse und ein neuer mechanischer Kurvenanalysator 49

2. Werner Kallenbach: Bemerkung zu der vorstehenden Arbeit von M. Grützmacher über ein neues Analysierverfahren 63

3. Georg v. Békésy: Über die Resonanzkurve und die Abklingzeit der verschiedenen Stellen der Schneckentrennwand 66

4. Schrifttum 76

5. Nachrichten 78

Zweites Heft Achter Jahrgang März 1943

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10,— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden.

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW 87, Franklinstr. 22

Dr. Erwin Meyer, o. Professor an der Technischen Hochschule Berlin und Abteilungsvorsteher am Vierjahresplaninstitut für Schwingungsforschung, Berlin NW 87, Franklinstr. 1

*

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an:
Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW 87, Franklinstr. 22

Praktische Lärmbekämpfung

nach wissenschaftlichen Erkenntnissen

gegen Schallübertragung durch Bauteile, gegen Halligkeit lärmerfüllter Räume, zur Hörsamkeitsregelung von Sälen, gegen Erschütterungsübertragung von Maschinen

Ausstattung von Schallmeßräumen

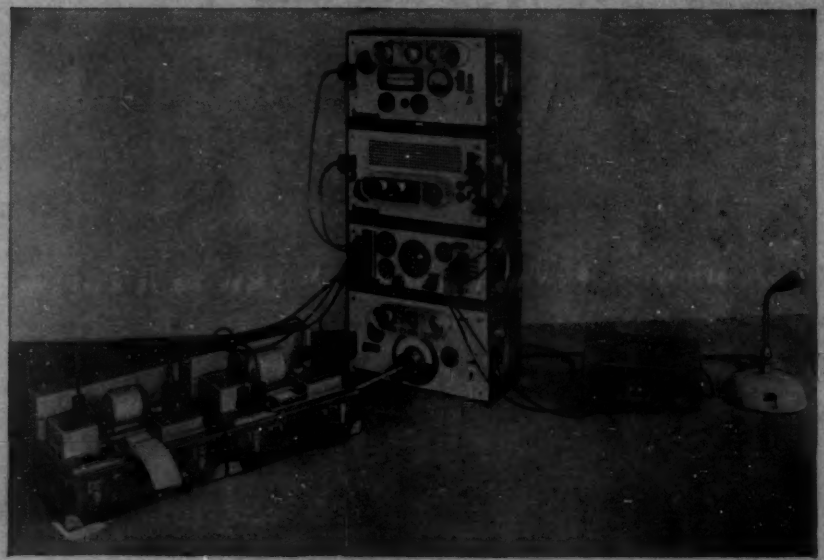
Bewährte Dämmstoffe und Methoden
Erste Referenzen

Werner GENEST GmbH. - Berlin
Tel. 602066
Stuttgart Wien

GENEST

SIEMENS

Meßeinrichtungen für die Akustik



Meßplatz für elektroakustische Geräte (Mikrofon- und Lautsprechermessungen)

Schwierige elektroakustische Aufgaben, wie sie heute beim Rundfunk, beim Tonfilm, bei Lautsprecher-Großübertragungen aller Art oder andererseits auch bei der technischen Lärmbekämpfung gestellt werden, erfordern eine genaue Erforschung der elektroakustischen und raumakustischen Vorgänge.

Diese Forschung muß sich auf zuverlässige Meßgeräte stützen. Wir haben schon immer eine führende Stellung in der Entwicklung von Sondermeßgeräten für die Elektroakustik eingenommen. Schalldruckmesser, Lautstärkemesser, Frequenzanalysiereinrichtungen für Fein- und Grobanalysen, auch solche für schnell veränderliche Vorgänge, Meßplätze für Nachhallmessungen und für Untersuchungen an elektroakustischen Geräten sind das Ergebnis dieser Entwicklung.

WW V7.06/2

SIEMENS & HALSKE AKTIENGESELLSCHAFT

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Zweites Heft | Achter Jahrgang | März 1943

Eine neue Darstellungsform der harmonischen Analyse und ein neuer mechanischer Kurvenanalysator*)

Von Martin Grützmacher

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

(Mit 16 Textabbildungen)

I. Einleitung

Jede stetige periodische Schwingungskurve läßt sich nach FOURIER als Summe einzelner sinusförmiger Schwingungen darstellen, deren Frequenzen ganzzahlige Vielfache einer Grundfrequenz sind. Sind die Amplituden der einzelnen Teiltöne und ihre Phasenlage zueinander bekannt, so ist damit das gesamte Schwingungsbild festgelegt (Abb. 1).

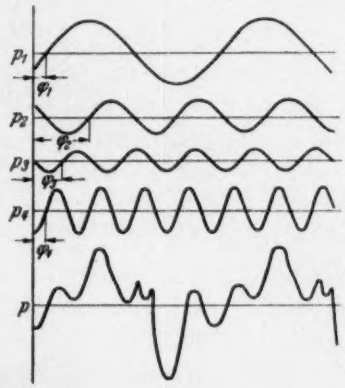


Abb. 1. Aufbau einer zusammengesetzten Schwingung aus 4 harmonischen Sinuskomponenten (nach F. TRENDELENBURG, Einführung in die Akustik, Berlin 1939)

Ist umgekehrt das gesamte Schwingungsbild gegeben, so ermöglichen sowohl rechnerische als auch graphische Verfahren, denen der FOURIERsche Satz zugrunde liegt, das Aufsuchen der einzelnen Teiltöne nach Betrag und Phase. Wohl am häufigsten wird ein mechanisch arbeitender Analysator[1]), z. B. der nach MADER[2]), verwendet, mit welchem Gerät ein verhältnismäßig schnelles Arbeiten möglich ist.

Noch stärker automatisierte Analysierverfahren[3]) benutzen Photozellen und Verstärker. Sie liefern zwar unmittelbar die Bestimmungsgrößen der Teiltöne, ohne daß — wie z. B. bei MADER — die Kurve von Hand nachgefahren werden muß. Sie erfordern jedoch einen ziemlichen Apparateaufwand, so daß diese Geräte nur am Platze sind, wo es sich um die Auswertung vieler Kurven handelt. Dort allerdings können sie sehr viel Zeit ersparen.

Die eingehende Beschäftigung mit einem solchen automatisierten, elektrischen Verfahren[4]) hat den Verfasser auf die im folgenden beschriebene Darstellungsform gebracht, die in vielen Fällen schnell Ergebnisse liefert und namentlich der Vorstellung eine Stütze zu bieten vermag.

Auch führt die neue Darstellung zur Konstruktion eines einfachen, mechanisch arbeitenden Analysators, der bei nur einmaligem Nachfahren der zu analysierenden Kurve unmittelbar den gewünschten Teilton nach Betrag und Phase liefert.

Die Beschreibung dieses Gerätes enthält der zweite Teil der Arbeit.

*) Als Habilitationsschrift bei der Techn. Hochschule Berlin eingereicht.

[1]) W. MEYER ZUR CAPELLEN, Math. Instr., Leipzig 1941, S. 214.

[2]) O. MADER, ETZ. 30 (1909), S. 847.

[3]) G. v. BÉKÉSY, ENT. 14 (1937), S. 157.

[4]) M. GRÜTZMACHER und W. LOTTERMOSER, „Kurvenanalyse durch optische Rückkopplung", erscheint in einem der nächsten Hefte der Akust. Z.

II. Eine neue Darstellungsform der Kurvenanalyse

Unterteilt man die zu analysierende Kurve in einzelne Rechteckimpulse gleicher Dauer, aber verschiedener Amplitude, so kann man sich die Gesamtschwingungskurve als Summe dieser Einzelimpulse vorstellen. Abb. 2 zeigt oben diese Aufteilung einer zu analysierenden Funktion und darunter links die Einzelimpulse, deren Addition die Gesamtschwingung ergibt.

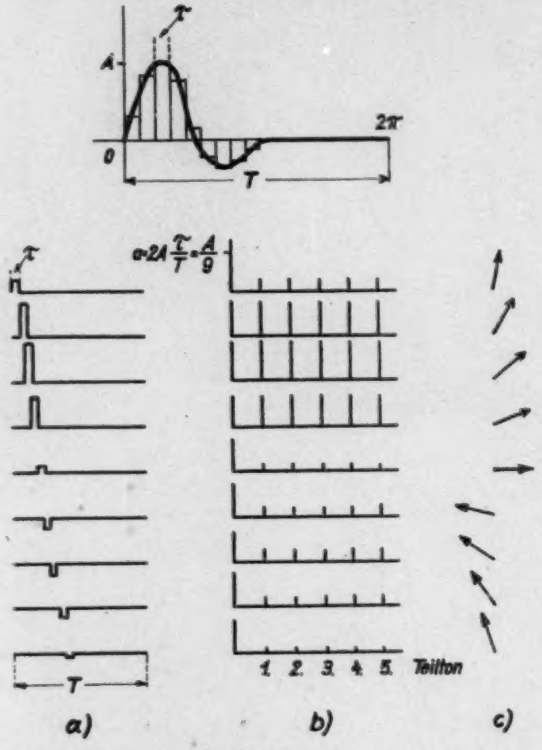


Abb. 2. Zerlegung einer Funktion in Einzelimpulse.

a) Getrennte Darstellung der Einzelimpulse,

b) Teiltonreihen der Einzelimpulse,

c) Phasenlage der jeweils ersten Teiltöne zur Gesamtperiode

Die Frequenzspektren der Einzelimpulse sind, sofern ihre Dauer τ klein genug gegen die Periode T gewählt ist, durch die daneben (Abb. 2b) dargestellten Teiltonreihen gegeben. Alle Teiltöne eines genügend kurzen Einzelimpulses haben die gleiche Amplitude a. In Werten der Amplitude A des Einzelimpulses ausgedrückt, ist sie angenähert

$$a \cong 2A\,\frac{\tau}{T}, \tag{1}$$

d. h. sie wird um so kleiner, je kleiner die Amplitude des Impulses ist und τ im Verhältnis zur Periode T gewählt wird.

Die genaue Ausrechnung nach dem FOURIER-Satz ergibt

$$f(t) = A\left[\frac{\tau}{T} + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n\cdot\pi}\left(1-\cos 2\pi n\,\frac{\tau}{T}\right)\sin 2\pi n\,\frac{t}{T} + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n\cdot\pi}\sin 2\pi n\,\frac{\tau}{T}\cos 2\pi n\,\frac{t}{T}\right]. \tag{2}$$

Für kleine $\frac{\tau}{T}$ und nicht zu große n läßt sich für

$$\cos 2\pi\cdot n\,\frac{\tau}{T} \cong 1 - \frac{4\pi^2 n^2 \tau^2}{2\cdot T^2}$$

und für

$$\sin 2\pi n\,\frac{\tau}{T} \cong 2\pi n\,\frac{\tau}{T}$$

setzen, was zu

$$f(t) = A\left(\frac{\tau}{T} + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n\cdot\pi}\,\frac{4\pi^2 n^2\tau^2}{T^2}\sin 2\pi n\,\frac{t}{T} + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2\tau}{T}\cos 2\pi n\,\frac{t}{T}\right) \tag{3}$$

und bei Vernachlässigung des quadratischen Gliedes zu den oben angegebenen Teiltonamplituden führt. (Korrekturen für endliches $\frac{\tau}{T}$ s. S. 57.)

Zur Phasenlage der einzelnen Teiltöne zueinander ist zu sagen, daß die Teiltöne eines einzelnen Impulses stets mit dem gleichen Winkel — von der Impulsmitte aus — beginnen, daß dagegen die Phasen der Teiltöne gleicher Ordnungszahl sich je nach der Einsatzzeit des Ursprungsimpulses innerhalb der Gesamtperiode unterscheiden (s. Abb. 2c, Phasenlage des jeweils ersten Teiltones zur Gesamtperiode).

Der 2. Impuls beginne z. B., wie in Abb. 2a, 2. Zeile, dargestellt, gegenüber dem ersten um 20° verzögert (Gesamtperiode 360° bzw. 2π), dann bedeutet dies auch für den ersten Teilton des 2. Impulses, dessen Periode ja gleich der Gesamtperiode ist, eine Verzögerung um 20°, für den 2. Teilton, der während der Gesamtperiode zwei Eigenperioden hat, 40° usw. für den n-ten Teilton $n\cdot 20°$.

Ist nun die in der Gesamtschwingung enthaltene sinusförmige Komponente z. B. n-ter Ordnung zu bestimmen, so kann dies einfach so geschehen, daß alle in den Impulsspektren vorhandenen n-ten Harmonischen vektoriell addiert

werden. Die erhaltene Vektorsumme ergibt dann gleichzeitig Amplitude und Phase des gesuchten Teiltons der Gesamtschwingung.

Die vektorielle Summenbildung kann dabei zeichnerisch vorgenommen werden, wofür im folgenden einige Beispiele gebracht werden, sie kann auch mit Hilfe eines selbsttätig arbeitenden Apparates, der in den Abschnitten Va u. b beschrieben ist, ausgeführt werden.

Zuvor soll jedoch die durch Abb. 2 erläuterte Darstellung durch eine mathematisch strenge, jedoch weniger anschauliche Ableitung ergänzt werden. Dabei wird sich Gelegenheit bieten, die sonst bekannten Analysierverfahren in ihrer andersartigen Wirkungsweise dem neuen Verfahren gegenüberzustellen.

Das n-te Glied einer FOURIERschen Reihe kann als Vektor mit einer Sinus- und einer Kosinuskomponente der folgenden Größen dargestellt werden:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{A}_{x(n)} &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(t)\cos(n\,t)\,dt \\ \mathfrak{A}_{y(n)} &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(t)\sin(n\,t)\,dt \\ \mathfrak{A}_{x(n)} &+ \mathfrak{A}_{y(n)} = \mathfrak{A}_n \end{aligned}\right| \quad n = 1, 2, 3 \ldots \tag{4}$$

Der Betrag des Summenvektors ist gleich:

$$|\mathfrak{A}_{(n)}| = \sqrt{|\mathfrak{A}_{x(n)}|^2 + |\mathfrak{A}_{y(n)}|^2}$$

und der Winkel

$$\varphi = \operatorname{arctg}\frac{\mathfrak{A}_{y(n)}}{\mathfrak{A}_{x(n)}}.$$

Baut man nicht auf den Integral-, sondern den Summenformeln für die FOURIER-Koeffizienten auf, so lauten die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{A}_{x(n)} &= \frac{2}{r}\sum_{\varrho=0}^{r-1} f(t_\varrho)\cos(n\,t_\varrho) \\ \mathfrak{A}_{y(n)} &= \frac{2}{r}\sum_{\varrho=0}^{r-1} f(t_\varrho)\sin(n\,t_\varrho) \\ \mathfrak{A}_{x(n)} &+ \mathfrak{A}_{y(n)} = \mathfrak{A}_{(n)} \end{aligned}\right| \quad n = 1, 2, 3 \ldots \tag{5}$$

Hierin bedeutet r die Zahl der je Periode berücksichtigten in gleichen Abständen $\Delta t = \frac{2\pi}{r}$ voneinander entfernt liegenden Funktionsstellen

$$t_\varrho = \varrho\,\Delta t = \varrho\,\frac{2\pi}{r}.$$

In Abb. 3 ist diese Rechenoperation der Summenbildung für den Grundton erläutert: Oben ist die zu analysierende Funktion $y = f(t)$, darunter sind links eine Kosinus- und rechts eine Sinusfunktion gleicher Periode 2π dargestellt. Alle drei Funktionen sind in 12 gleiche Teile unterteilt und die den einzelnen Rechteckflächen entsprechenden Ordinaten mit $a_1\,a_2\,a_3\ldots$, $b_1\,b_2\,b_3\ldots$ und $c_1\,c_2\,c_3$ bezeichnet.

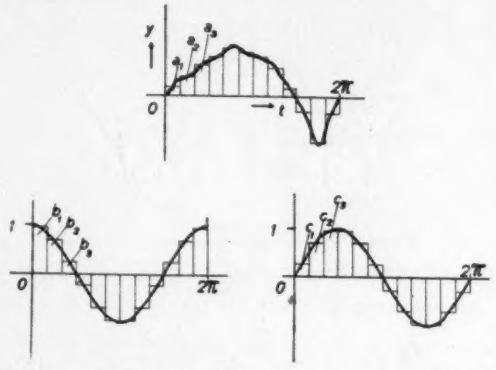


Abb. 3. Graphische Darstellung der Produkt- und Summenbildung zur harmonischen Analyse

Die Summenformel (5) läßt sich also für diesen speziellen Fall wie folgt schreiben:

$$\left.\begin{aligned} a_1\,b_1 + a_2\,b_2 + \cdots + a_{12}\,b_{12} &= \mathfrak{A}_x \\ a_1\,c_1 + a_2\,c_2 + \cdots + a_{12}\,c_{12} &= \mathfrak{A}_y \end{aligned}\right\} = \mathfrak{A}. \tag{6}$$

12 einzelne Produktglieder werden addiert und führen zu der x-Komponente $\mathfrak{A}_x$. Ebenso ergibt die Summe von 12 weiteren Gliedern die y-Komponente $\mathfrak{A}_y$ und die Vektorsumme beider schließlich den Endvektor $\mathfrak{A}$.

Fast alle der bekannteren Analysierverfahren benutzen diese Art der Summenbildung.

Am klarsten ist dies zu erkennen bei den sogenannten „rechnerischen" oder „numerischen" Verfahren[5]). Meist wird hier die Produkt- und Summenbildung für 12, 24 oder 36 Ordinaten unter Benutzung von Rechenschablonen ausgeführt. Dabei wird allgemein von der von RUNGE[6]) eingeführten, mit „Fal-

[5]) P. TEREBESI, Rechenschablonen f. harm. Analyse u. Synthese, Berlin 1930; A. HUSSMANN, Rechnerische Verfahren z. harm. Analyse u. Synthese, Berlin 1938.

[6]) C. RUNGE und H. KÖNIG, Vorlesungen über numerisches Rechnen, Berlin 1924.

tung" bezeichneten Vereinfachung Gebrauch gemacht, die die Eigenschaften der Winkelfunktionen in den 4 Quadranten bis auf Vorzeichen gleiche Werte anzunehmen ausnutzt. In der ersten Reihe der Formel (6) sind z. B. die Faktoren b_1, b_6, b_7 und b_{12} gleich groß (b_7 und b_{12} mit negativen Vorzeichen s. Abb. 2a) und man sieht ein, daß die Rechnung vereinfacht wird, wenn solche Glieder vorweg zusammengefaßt werden.

Dies sei hier erwähnt, da eine ähnliche „Voraddition" auch bei dem neuen Vektorverfahren möglich ist und später beschrieben wird (s. Abb. 9 und 10).

Die mechanischen Analysatoren nach Mader, Henrici, Harvey u. a.[7]) bilden ebenfalls entsprechend Formel (5) bzw. (4) durch zwei getrennte Integrationsprozesse die Sinus- und Kosinuskomponenten des Vektors $\mathfrak{A}$. Auf mechanischem Wege werden immer Produkte $f(t) \cdot \cos(n\,t)$ und $f(t) \cdot \sin(n\,t)$ gebildet und diese als bestimmte Integrale über die Periode 2π an Planimeter- oder anderen Integrationsrollen abgelesen.

Auch G. v. Békésy[8]) bildet bei dem bekannten elektrisch-optischen Verfahren das Produkt aus zu analysierender Funktion und Sinus- und Kosinusfunktionen, indem er die in Helligkeitsschwankungen übersetzte Funktion durch Sinus- bzw. Kosinusblenden in ihrer Intensität wertet und danach die Gesamthelligkeit mit einer Photozelle mißt.

Allen angeführten Verfahren ist somit gemeinsam, daß entsprechend (6) zunächst durch Rechnung oder durch ein mechanisch arbeitendes Gerät die Sinus- und Kosinuskomponente des Vektors $\mathfrak{A}_{(n)}$ und darnach der Betrag und der Winkel durch eine gesonderte Rechenoperation bestimmt werden.

Die zahlreichen Filter und Suchtonverfahren[9]), die für die Analyse von Wechselströmen besondere Bedeutung erlangt haben, können hier nicht zum Vergleich herangezogen werden, da dort die besonderen Eigenschaften elektrischer oder akustischer Schwingungen, die die Aussiebung einzelner Frequenzgebiete und damit ihre Trennung vom Gesamtgemisch und ihre Einzelmessung ermöglichen, ausgenutzt werden. Ebenso gehören die verschiedenen Gitterverfahren nicht hierher, da sie gleichfalls akustische oder elektrische Schwingungen, die mit der zu analysierenden Funktion moduliert werden, benötigen. Die Analyse geschieht hier nicht durch eine zeitliche Nacheinander- (wie bei den Suchtonverfahren), sondern durch eine örtliche Nebeneinanderaufspaltung, wobei entweder eine modulierte Schwingung durch ein normales Gitter[10]) oder ein Plattenspektroskop[11]) oder eine reine Schwingung durch ein sozusagen „moduliertes" Gitter[12]) zerlegt wird.

Für die weitere Betrachtung, die eine neue Additionsregel vieler einzelner Vektoren geben soll, gehen wir wieder zu der Formel (5) zurück und versuchen, einmal nicht horizontal nebeneinander, sondern vertikal übereinanderstehende Glieder vorweg zu addieren, wie dies durch die Formel (7) veranschaulicht ist:

$$\left\{\begin{matrix} a_1\,b_1\,\mathfrak{x} \\ +\,a_1\,c_1\,\mathfrak{y} \end{matrix}\right\} + \left\{\begin{matrix} a_2\,b_2\,\mathfrak{x} \\ +\,a_2\,c_2\,\mathfrak{y} \end{matrix}\right\} + \cdots \left\{\begin{matrix} a_{12}\,b_{12}\,\mathfrak{x} \\ +\,a_{12}\,c_{12}\,\mathfrak{y} \end{matrix}\right\} = \mathfrak{A}. \tag{7}$$

Da die einzelnen Glieder Teile zweier senkrecht aufeinanderstehender Vektoren sind, sind sie mit der x-Komponente des Einheitsvektors $\mathfrak{x}$ bzw. seiner y-Komponente $\mathfrak{y}$ multipliziert und somit als Vektoren gekennzeichnet. Nimmt man in den Klammern die Glieder a_1, a_2 usw. nach vorn und ersetzt die b- und c-Glieder durch die Sinus- bzw. Kosinuswerte, für die sie eingesetzt waren, so lautet die Summenformel:

[7]) Meyer z. Capellen, a. a. O., S. 216.

[8]) G. v. Békésy, Über die photoelektrische Fourieranalyse eines gegebenen Kurvenzuges. Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937), S. 157—161.

[9]) E. Meyer in: Hdb. d. Exp.-Phys. 17/2, I, Leipzig 1934, S. 117; F. Trendelenburg, Akustik, Berlin 1939, S. 232.

[10]) E. Meyer und E. Thienhaus, Z. techn. Phys. 15 (1934), S. 630.

[11]) E. Mohr, Akust. Z. 6 (1941), S. 209.

[12]) J. F. Schouten, Philips techn. Rundschau 3 (1938), S. 310; K. Stumpf, Grundlagen und Methoden der Periodenforschung, Berlin 1937, S. 292.

$$
\begin{aligned}
&a_1\,(\mathfrak{x}\cos\alpha + \mathfrak{y}\sin a)\\
(8)\quad &+ a_2\,(\mathfrak{x}\cos 2\alpha + \mathfrak{y}\sin 2\alpha)\\
&+ \cdots + a_{12}\,(\mathfrak{x}\cos 12\alpha + \mathfrak{y}\sin 12\alpha) = \mathfrak{A}\,.
\end{aligned}
$$

und da $\mathfrak{x}\cos n\alpha + \mathfrak{y}\sin n\alpha$ einen Vektor der Amplitude 1 und des Winkels $n\alpha$ bedeutet (s. Abb. 4), so ergibt sich in der üblichen Vektorenschreibweise die Endformel

$$(9)\qquad a_1 e^{i a} + a_2 e^{i 2\alpha} + \cdots a_{12} e^{i 12\alpha} = \mathfrak{A}\,.$$

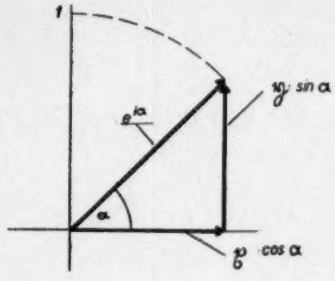


Abb. 4. Einheitsvektor $\mathfrak{x}\cos\alpha + \mathfrak{y}\sin\alpha = e^{i\alpha}$

Sie stellt genau das gleiche Ergebnis dar, das die Überlegung auf S. 50 gebracht hatte, daß sich nämlich $\mathfrak{A}$ als Summe von Einzelvektoren darstellen läßt, deren Amplituden gleich den einzelnen Funktionswerten und deren Winkel fortlaufend anwachsende Vielfache von α bzw. von r sind.

Soll der n-te Teilton gebildet werden, so sind entsprechend (3) nur sämtliche Winkel der Einzelvektoren mit n zu multiplizieren, während alle anderen Werte der Gleichung (9) erhalten bleiben.

III. Beispiele der zeichnerischen Vektoraddition

An einer Reihe von Beispielen sei in diesem Abschnitt gezeigt, wie schon die einfache zeichnerische Vektoraddition das Aufsuchen der Teiltöne nach Betrag und Phase ermöglicht.

Als erstes Beispiel sei die in Abb. 2 zur Erklärung der neuen Darstellungsform herangezogene Funktion gewählt. Das Ergebnis der Vektoraddition zeigt Abb. 5. Zur Bildung der einzelnen Teiltöne werden die entsprechend dem Kurvenverlauf verschieden großen Vektoren unter dem stets gleichen Winkel von 20° für den ersten, 40° für den zweiten Teilton usw. addiert. Beim Unterschreiten der Nullinie zu negativen Funktionswerten findet ein zusätzlicher Phasensprung um 180° statt.

Diese Konstruktion läßt sich sehr schnell durchführen, wenn man durchsichtiges Zeichenpapier auf Polarkoordinatenpapier auflegt, in welchem der gerade benutzte Winkel, z. B. 40°, stärker hervorgehoben ist. Das Polarkoordinatenpapier behält seine Lage bei, während das Zeichenpapier so gedreht und verschoben wird, daß immer die Spitze des vorangehenden Vektors unter dem Winkel 0° in den Nullpunkt zeigt. Dann wird die Länge des neuen Vektors

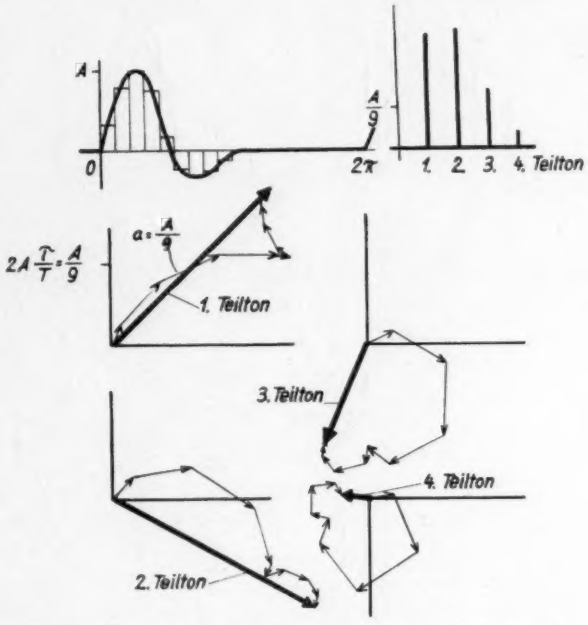


Abb. 5. Beispiel 1: Konstruktion der Teiltöne durch vektorielle Addition der zugehörigen Komponenten der Einzelimpulse, dargestellt an der schon in Abb. 2 benutzten Funktion

unter dem markierten Winkel eingetragen und dieser Vorgang solange fortgesetzt, bis alle Vektoren berücksichtigt sind. Der sich ergebende Endpunkt gibt in seinem Abstand vom Ausgangspunkt den gesuchten Teilton und in seinem Winkel mit der Koordinatenachse die zugehörige Phasenlage dieses Teiltones gegenüber dem Periodenanfang wieder.

Auch die Amplitude der Teiltöne im Verhältnis zu den Amplituden der ursprünglichen Funktion kann unmittelbar abgelesen werden. Ist A z. B. die maximal erreichte Amplitude der Ausgangsfunktion, so ist nach Gleichung 1

die Amplitude des Teiltonvektors $a = 2 \cdot A \frac{\tau}{T}$, im vorliegenden Falle mit $\tau = {}^1/_{18}\, T$, also $a = \frac{A}{9}$. Macht man bei der Addition der Vektoren, deren Amplituden unmittelbar gleich den Amplituden der zugehörigen Rechtecke in der Ausgangsfunktion, so ist damit der Maßstab

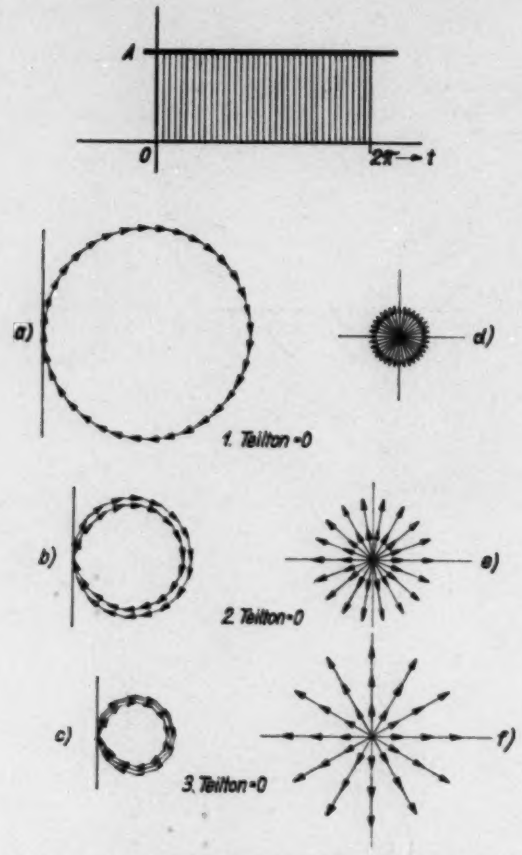


Abb. 6. Konstruktion der Teiltöne durch vektorielle Addition. Beispiel 2: $f(t) = \text{const} = A$.

Alle Teiltöne werden zu 0. In a), b) und c) ist die Addition der aufeinanderfolgenden Vektoren dargestellt. Es werden vollständige Kreise zurück zum Ursprungsort durchlaufen. In d), e) und f) ist ein Ausgangspunkt für alle Vektoren gewählt. Infolge völliger Symmetrie bleibt auch bei dieser Konstruktion keine Restkomponente übrig

für die einzelnen Teiltöne zu $\frac{A}{9}$ festgelegt. Dieser Maßstab ist in Abb. 5 auch in dem endgültigen Teiltonspektrum angegeben, so daß z. B. der erste Teilton eine rund 4mal so kleine Amplitude hat wie der größte Ausschlag der Ausgangsfunktion A.

In Abb. 6 ist als weiteres Beispiel die in einem bestimmten Abstand über der Nullinie gelegene gerade Linie entsprechend z. B. einem Gleichstrom dargestellt $f(t) = \text{const.} = A$. Das zwischen Nullinie und A gelegene Feld ist von 0 bis 2π in 36 Rechtecke aufgeteilt. Um den 1. Teilton zu erhalten, müssen die zu jedem Rechteck gehörigen, in diesem Falle gleich großen Vektoren, nacheinander addiert werden. Da die Periode insgesamt 360° umfaßt, ist jedes der 36 Rechtecke gleich dem folgenden um $\frac{360}{36}$, d. h. um 10° in der Phase verschoben, welcher Winkel sich für den $n$ten Oberton mit n multipliziert.

Die Addition kann in der Reihenfolge, in der die Rechtecke aufeinanderfolgen, sie kann aber auch in jeder beliebigen Reihenfolge vorgenommen werden. Je nach dem Kurvenbild wird man sich die günstigste Additionsregel heraussuchen.

In Abb. 6a, b und c ist die aufeinanderfolgende Addition wiedergegeben. Sie ergibt das Durchlaufen des Umfanges eines Kreises wieder an den Ausgangspunkt zurück im Falle des ersten Teiltones, der demnach zu Null wird, das 2fache Umlaufen eines Kreises mit dem halben Durchmesser im Falle des 2. Teiltones usw. Daneben sind in der Abb. 6d, e und f die Vektoren, ausgehend vom gleichen Ursprungsort, zusammengezeichnet. Man sieht, daß jedem Vektor ein gleich großer entgegengesetzter gegenübersteht, so daß auch jetzt die Gesamtsumme zu Null wird. Auch bei den weiteren Teiltönen, bei welchen zur besseren Unterscheidung der 2. und 3. Umlauf getrennt gezeichnet sind, ist dies der Fall. Auch hier wird die Gesamtsumme jedesmal zu Null.

Die Lösung für die sog. Rechteckkurve, die Funktion

$$f(t) = \begin{cases} A & 0 \cdots t \cdots \pi \\ 0 & \pi \cdots t \cdots 2\pi \end{cases}$$

zeigt die Abb. 7.

Wie bei der vorhergehenden Funktion liegen entsprechend der konstanten Länge und dem konstanten Winkel der Einzelvektoren ihre Endpunkte auf dem Umfang von Kreisen. Beim 1. Teilton wird jedoch nach Durchlaufen

eines halben Kreises die Amplitude der folgenden Vektoren zu Null, dieser Teilton ist also gleich dem Durchmesser des Kreises. Der

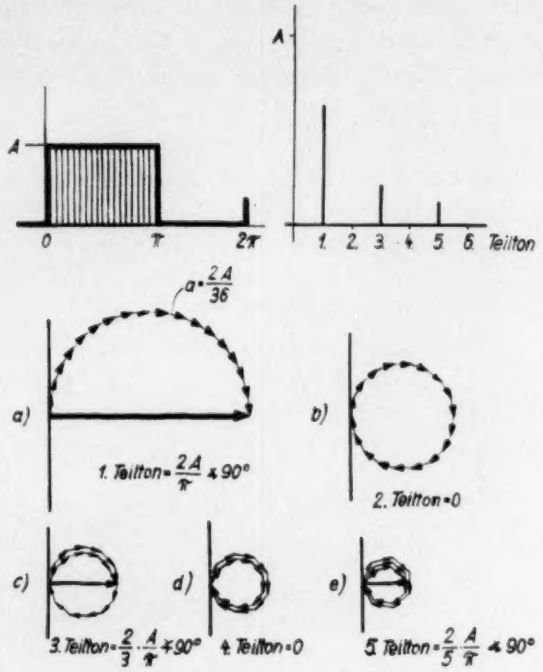


Abb. 7. Konstruktion der Teiltöne durch vektorielle Addition. Beispiel 3: Rechteckkurve

$$f(t) = \begin{cases} A & 0 \cdots t \cdots \pi \\ 0 & \pi \cdots t \cdots 2\pi \end{cases}$$

Im Falle des ersten Teiltones wird nur ein Halbkreis mit dem Durchmesser und damit der Teiltonamplitude $2 \cdot \frac{A}{\pi}$ durchlaufen; der 2. Teilton ist = 0 usw.

Umfang $2\pi r$ ist ungefähr gleich $36\,a$ oder nach (1) $\cong 36 \cdot 2\,A\,\frac{\tau}{T}$. Da $\frac{\tau}{T} = \frac{1}{36}$ ist, errechnet sich die Amplitude des Teiltons zu $2 \cdot \frac{A}{\pi}$. Sein Winkel ist 90°, wenn als Winkel 0° die Lage der Übereinstimmung der maximalen positiven Amplitude mit dem Periodenanfang gewählt wird. Der 2. Teilton wird zu Null entsprechend dem voll durchlaufenen Kreis, der 3. Teilton zu $\frac{2}{3}\,\frac{A}{\pi}$, der 4. wieder zu Null usw.

Auch die Lösung für die Funktion

$$f(t) = \begin{cases} A & 0 \cdots t \cdots \frac{\pi}{2} \\ 0 & \frac{\pi}{2} \cdots t \cdots 2\pi \end{cases}$$

(s. Abb. 8) ist leicht einzusehen. Zur Bildung des ersten Teiltones wird nur ein Viertelkreisumfang durchlaufen, die Amplitude des ersten Teiltones ist also $A\,\frac{\sqrt{2}}{\pi}$ mit dem Winkel von 45°, der 2. Teilton $= \frac{A}{\pi}$ mit 90° usw., wie unmittelbar abgelesen werden kann. Der 4. Teilton wird zu Null, da sich jetzt zum erstenmal der Kreis schließt. Nach einem Phasensprung

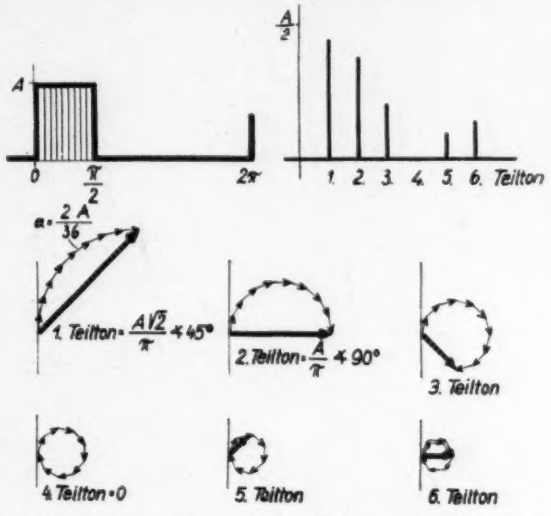


Abb. 8. Konstruktion der Teiltöne durch vektorielle Addition. Beispiel 4:

$$f(t) = \begin{cases} A & 0 \cdots t \cdots \frac{\pi}{2} \\ 0 & \frac{\pi}{2} \cdots t \cdots 2\pi \end{cases}$$

Hier kann die Amplitude des ersten Teiltones zu $\frac{A\sqrt{2}}{\pi}$ unmittelbar abgelesen werden. Der Winkel der Teiltöne dreht sich um ganze Vielfache von 45°. Erst beim 4. Teilton schließt sich der Kreis der Vektoren, und der Teilton wird zu Null. Nach einem Phasensprung von 180° erscheinen wieder weitere reelle Teiltöne

von 180° entstehen wieder weitere Teiltöne, die entsprechend der bekannten Funktion $\frac{\sin x}{x}$ abklingen.

Als letztes Beispiel in dieser Reihe ist die Analyse eines Rechteckimpulses von $\frac{T}{8}$ Dauer in Abb. 9 dargestellt. Hier liegt die Nullstelle beim 8. Teilton. Auffallend ist der — wie bei dem vorangehenden Beispiel — proportional der Ordnungszahl der Teiltöne anwachsende Winkel, was an dem hier gewählten Einsatz des Impulses mit der Periode liegt. Legt man die Impulsmitte auf den Anfang der Periode, so wird für alle Teiltöne der Winkel zu Null.

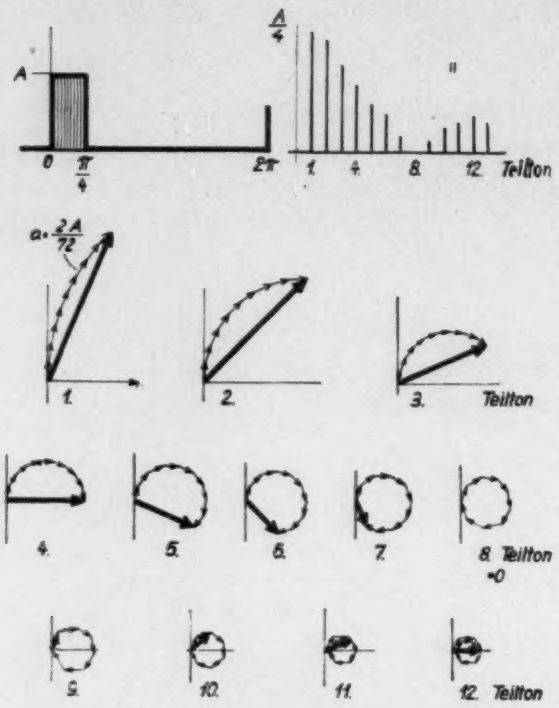


Abb. 9. Konstruktion der Teiltöne durch vektorielle Addition. Beispiel 5: $f(t) = \begin{cases} A & 0 \cdots t \cdots \frac{\pi}{4} \\ 0 & \frac{\pi}{4} \cdots t \cdots 2\pi \end{cases}$.
Um auch die höheren Teiltöne richtig zu erfassen, ist hier die Periode in 72 Abschnitte unterteilt worden. Die Amplituden der Teiltöne fallen bis zur Nullstelle beim 8. Teilton ab, um danach wieder anzusteigen

Zu den folgenden Abbildungen 10 und 11, die die Analyse der Sägezahn- und der Sinuskurve zeigen, ist nach dem Vorangehenden nichts wesentlich Neues zu sagen. Links unten unter a) sind jeweils die Ergebnisse der normalen aufeinanderfolgenden Vektoraddition dargestellt, daneben unter b) sind vor der endgültigen Summenbildung einzelne Vektoren, die sich verhältnismäßig leicht zusammenziehen lassen, vorweg addiert, wodurch sich gelegentlich eine wesentliche Vereinfachung ergeben hat.

Im Falle der Dreieckkurve führt die normale Vektoraddition (Abb. 10a) zu spiralenförmigen Polygonzügen, die in stetig gekrümmte Spiralen übergehen, je weiter die Unterteilung fortgesetzt wird.

In den Konstruktionen der Abb. 10b dagegen sind für die Bestimmung des 1. Teiltones zunächst alle Vektoren mit den um 180° verschobenen später folgenden zusammengefaßt. Da eine solche Phasenverschiebung nur eine Vorzeichenumkehr bedeutet, können die einzelnen Längen unmittelbar voneinander abgezogen werden, was die in Abb. 10b dick ausgezogene Rechteckkurve zum Ergebnis hat. Ähnliches ist für die Ermittlung der 2. und 3. Teiltöne geschehen. Die Analyse der neuentstandenen Rechteckskurven ist einfach. Es werden wieder Halbkreise durchlaufen, so daß auch die Amplitude des resultierenden Vektors unmittelbar bestimmt werden kann.

Im Falle der Sinuskurve sind neben der in Abb. 11a dargestellten normalen Lösung in Abb. 11b beim ersten Teilton die Vektoren der Phasenlagen x und $x + \pi/2$ zusammenge-

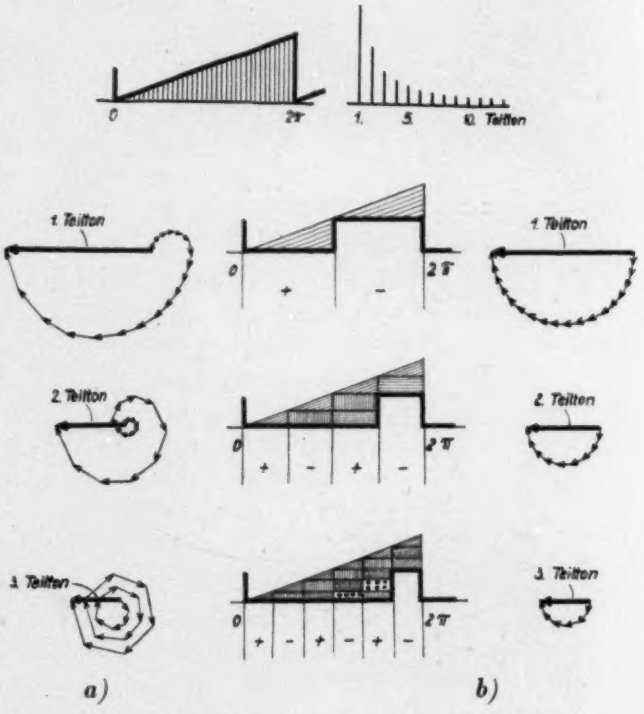


Abb. 10. Konstruktion der Teiltöne durch vektorielle Addition. Beispiel 6: Sägezahnkurve $f(t) = \frac{A}{2\pi} t$.
Die links unter a) dargestellte normale Addition der Vektoren führt zu spiralenförmigen Polygonzügen. In b) sind vor der endgültigen Addition im Falle des 1. Teiltones die Vektoren der Phasenlagen x und $x + \pi$ zusammengezogen, was die Sägezahnkurve in eine Rechteckkurve verwandelt, die einfacher zu analysieren ist. Auch bei den höheren Teiltönen ist eine solche Voraddition und Umwandlung möglich

nommen. Wie in Abb. 11b ganz rechts graphisch dargestellt, ergibt diese Addition jeweils die Amplitude a des Einheitsvektors, woraus für die endgültige Summe bei der hier angewandten Auflösung das triviale Ergebnis für die Amplitude der Sinusspannung

$$6\,a = 6 \cdot 2 \cdot A\,\frac{\tau}{T} = 6 \cdot 2 \cdot A\,\frac{1}{12} = A$$

genommen worden, daß die Teiltöne des Spektrums eines Einzelimpulses praktisch gleich groß sind. Diese Annahme wird auch für die Teiltöne niedriger Ordnungszahl im allgemeinen zutreffen, und der hierdurch entstandene Fehler wird immer klein sein bzw. durch eine noch feinere Aufteilung des Kurvenzuges in Einzelimpulse kleiner gemacht werden können. Bei

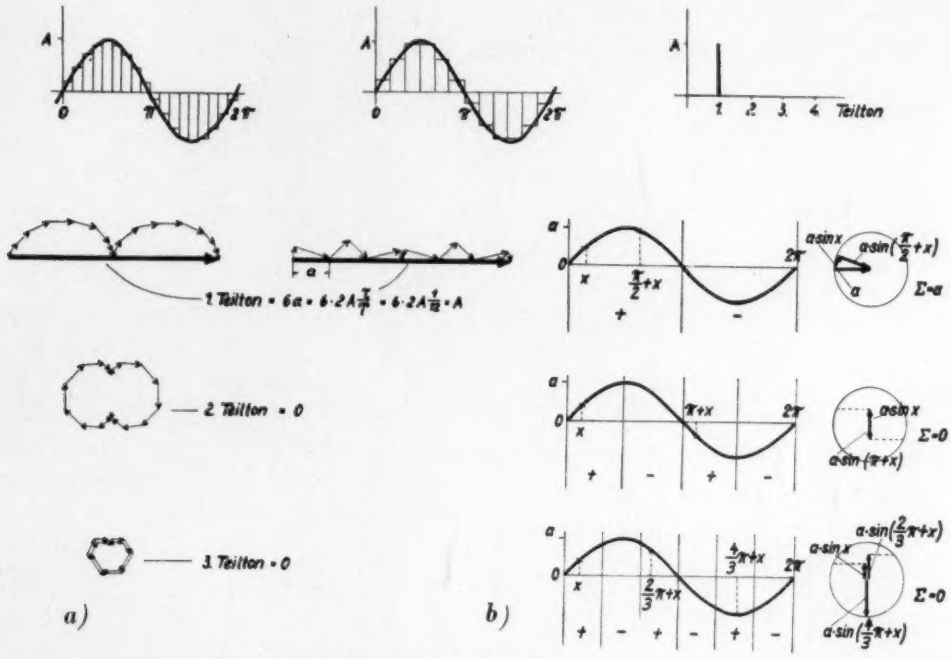


Abb. 11. Konstruktion der Teiltöne durch vektorielle Addition. Beispiel 7: Sinuskurve $f(t) = A \sin \omega t$.

Links unter a) ist wieder das Ergebnis der normalen aufeinanderfolgenden Vektoraddition wiedergegeben. Nur der 1. Teilton hat eine reelle Amplitude, während alle übrigen Harmonischen zu Null werden; b) zeigt Möglichkeiten der Voraddition, die auch hier zu wesentlichen Vereinfachungen führt. Für die Konstruktion des 1. Teiltones werden die Vektoren der Phasenlage x und $x + \pi/2$, für den 2. Teilton die Vektoren x und $x + \pi$, für den 3. x, $x + \pi/3$ und $x + 2\pi/3$ zusammengenommen, wodurch auch hier besonders einfache Konstruktionen gelingen

resultiert. Beim 2. Teilton ist x und $x + \pi$, beim 3. x, $x + \frac{2}{3}\pi$ und $x + \frac{4}{3}\pi$ zusammengezogen, wodurch nach bekannter trigonometrischer Regel, die in der letzten Spalte der Abb. 11 geometrisch erläutert ist, diese Teiltöne und in analoger Weise auch alle weiteren zu Null werden.

IV. Korrekturen bei endlicher Einzelimpulsdauer

Bei den bisherigen Betrachtungen war aus Gründen der anschaulicheren Darstellung an höheren Teiltönen wird man jedoch den durch die endliche Breite des Einzelimpulses entstehenden Fehler berücksichtigen müssen, indem man den tatsächlichen Verlauf der Teiltonreihe des Impulses in Rechnung setzt.

Die Spektralfunktion des Impulses ist bekannt und auch aus der Formel (2) zu entnehmen. Hier sei sie kurz geometrisch abgeleitet.

Wie Abb. 9 zeigt, ist der erste Teilton der als Impuls der Dauer $\frac{T}{8}$ angesehenen Funktion gleich der zu einem Winkel φ gehörigen Sehne,

wobei der Winkel φ durch das Verhältnis des gesamten Kreisumfanges 2π zur Zeitdauer des Impulses $\frac{\tau}{T}$ gegeben ist:

$$\varphi = 2\pi \frac{\tau}{T}.$$

In Abb. 12 sind diese Verhältnisse nochmals dargestellt und man sieht leicht ein, daß $\frac{x}{2} = A \cdot \sin \frac{\varphi}{2}$ ist, wenn x die Amplitude des Teiltones, A = eine Konstante und φ den Winkel $2\pi \frac{\tau}{T}$ bedeuten. Für den n-ten Oberton ist entsprechend Abb. 9 die Amplitude mit $\frac{1}{n}$ und der Winkel mit n zu multiplizieren, so daß sich für die Amplitude des n-ten Teiltones die Formel

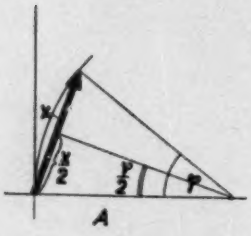


Abb. 12. Zusammenhang zwischen Impulsdauer und Teiltonamplitude

$$x = 2\frac{A}{n} \sin 2\pi n \frac{\tau}{T}$$

ergibt. Für kleine n und $\frac{\tau}{T}$ kann man hierin an Stelle der Sinusfunktion direkt den Winkel einsetzen, worauf die Gleichung in die Formel (2) $x = 2A\pi\frac{\tau}{T}$ übergeht (abgesehen von einem Faktor π, der auf die etwas andere Definition von A zurückgeht).

Da bei allen zeichnerischen Konstruktionen dieser konstante Wert verwandt worden ist, ist der Korrekturfaktor mit dem der jeweils ermittelte Teilton zu multiplizieren ist, gleich dem Verhältnis der tatsächlichen Größe des Teiltons zu der angenäherten, d. h.

$$(10) \qquad K_1 = \frac{2\frac{A}{n}\sin n\pi\frac{\tau}{T}}{2A\pi\frac{\tau}{T}} = \frac{\sin n\pi\frac{\tau}{T}}{n\pi\frac{\tau}{T}}.$$

Die Tabelle 1 enthält einige nach dieser Formel errechnete Korrekturfaktoren für verschiedene $\frac{\tau}{T}$.

Auf die Winkelbestimmung hat die ungenaue Berücksichtigung der Amplituden der Teiltöne keinen Einfluß, da die Phasenlage der Teiltöne eines Impulses, bezogen auf die Impulsmitte, unabhängig von der Impulsdauer ist. Die Verwendung einer nicht ganz richtigen Amplitude der Teiltöne bedeutet also nur eine Maßstabsänderung der gesamten zeichnerischen Konstruktion.

Tabelle 1

Ordnungszahl des Teiltones	Faktor, mit dem der zeichnerisch ermittelte Teilton zu multiplizieren ist	
	$\frac{\tau}{T} = 36$	$\frac{\tau}{T} = 18$
1	0,999	0,995
2	0,995	0,980
3	0,989	0,955
4	0,980	0,921
5	0,969	0,878
6	0,955	0,827
7	0,939	0,769
8	0,921	0,705
9	0,900	0,637
10	0,878	0,564

Auf einem anderen rein analytischen Wege sind von H. WEYL und von W. DÄLLENBACH[13]) gleichfalls die Fehler der Analysierverfahren mit endlicher Auflösung berechnet worden. In der oben gewählten Bezeichnungsweise lauten die von ihnen bestimmten Korrekturfaktoren:

$$(11) \qquad K_{2\,(Sehnenzugkurve)} = \left[\frac{\sin n\pi\frac{\tau}{T}}{n\cdot\pi\frac{\tau}{T}}\right]^2 \quad (\text{WEYL}),$$

$$(12) \qquad K_{3\,(Parabelkurve)} = \left[1+\frac{2}{3}\left(n\pi\frac{\tau}{T}\right)^2\right]\left[\frac{\sin n\pi\frac{\tau}{T}}{n\pi\frac{\tau}{T}}\right]^4$$

(DÄLLENBACH).

Die Bezeichnung „Sehnenzugkurve" soll dabei heißen, daß in diesem Falle der Bogen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Punkten der Originalkurve durch die Sehne ersetzt wurde; durch „Parabelkurve" soll angedeutet sein, daß die Annäherung an die Originalkurve dadurch weitergetrieben wurde, daß durch 4 aufeinanderfolgende Teilpunkte der Kurve eine kubische Parabel gelegt ist.

In der Abb. 13 sind die 3 Korrekturfaktoren zusammengestellt. Der neue Korrekturfaktor K_1 hat die Bezeichnung „Treppenkurve" er-

[13]) W. DÄLLENBACH, Verschärftes rechnerisches Verfahren der harmonischen Analyse. Arch. Elektrotechn. 10 (1921), S. 277.

halten, da in diesem Falle die Originalkurve durch eine treppenartige Annäherung nachgebildet ist. Die Abweichung von den anderen

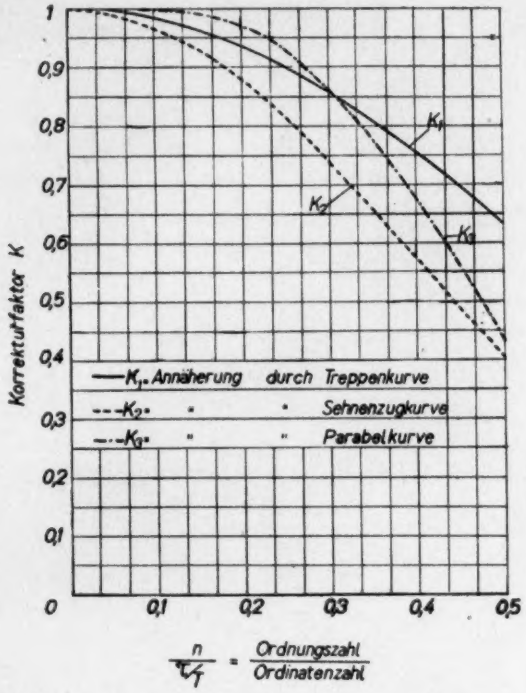


Abb. 13. Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung der endlichen Breite der Einzelimpulse

Korrekturgliedern dürfte auf diese andersartige Angleichung an die Originalkurve zurückgehen. Immerhin zeigt sich, daß für Teiltöne niedriger Ordnungszahl diese Annäherung der durch die kubische Parabel (K_3) erreichten näher kommt, als der immer verhältnismäßig schlechten Annäherung durch den Sehnenzug (K_2).

V. Der neue Kurvenanalysator

Der Gedanke, die bisher beschriebenen zeichnerischen Operationen durch einen selbsttätig arbeitenden Apparat ausführen zu lassen, liegt nahe. Man sollte so schneller ein Ergebnis erzielen und beim Übergang zur differentiellen Unterteilung auch wesentlich genauere Werte erwarten können.

Eine erste Ausführungsform eines solchen Gerätes wird im folgenden beschrieben. In seinem konstruktiven Aufbau läßt sich der Apparat sicherlich noch verbessern; er hat jedoch so überraschend genaue und reproduzierbare Werte geliefert und war dabei so einfach in der Handhabung, daß diese Art von Analysatoren wahrscheinlich mit allen anderen derartigen Geräten in ernsthaften Wettbewerb treten kann. Als Ergebnis liefert der Analysator ebenso wie die zeichnerische Konstruktion den Teilton als Vektor nach Betrag und Phase, wobei der Kurvenzug zur Bestimmung des einzelnen Teiltones nur je einmal mit einem Zeiger nachgefahren werden muß.

A. Prinzipielle Darstellung der Arbeitsweise des Analysators

Zum besseren Verständnis der Arbeitsweise des Apparates erinnern wir uns der zeichnerischen Konstruktionen der vorangegangenen Abschnitte und betrachten einmal genauer die Eigenschaften der gezeichneten Vektorenkurven.

Unter stets um gleiche Beträge zunehmendem Winkel werden entsprechend der jeweiligen Amplitude der Funktion Vektoren addiert, deren Gesamtsumme der gesuchte Teilton nach Betrag und Phase ist. Ist die Funktion zeitweilig eine Konstante (s. z. B. Abb. 4), so liegen die Endpunkte der Vektoren auf Kreisbögen, deren Radien proportional der Funktionsamplitude sind.

Abb. 14 zeigt diese Verhältnisse nochmals am Beispiel der Vektorenkurve einer einfachen

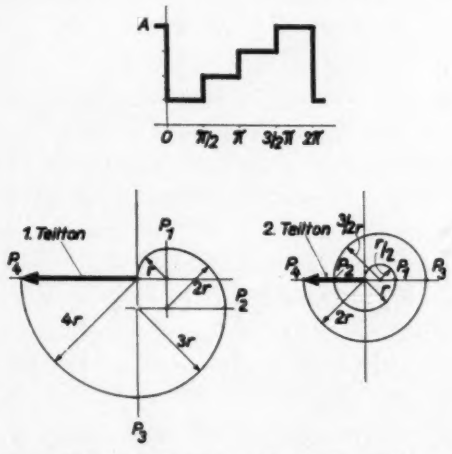


Abb. 14. Zeichnerische Konstruktion der Teiltöne durch Addition von Kreisbögen mit der Funktionsamplitude proportionalen Radien, dargestellt am Beispiel einer Treppenkurve

treppenförmig ansteigenden Funktion. Ein Viertelkreisbogen mit dem Radius r führt bis zum Punkt P_1 (Abb. 14, unten links), ein weiterer Bogen mit doppeltem Radius $2r$ entsprechend der doppelten Funktionsamplitude zum Punkt P_2, ein dritter mit $3r$ zu P_3 und ein vierter schließlich zum Endpunkt P_4. Da auch die durchlaufenen Kreissegmente den Amplituden der Funktion entsprechen, kann man sich die Vektorenkurve auch so entstanden denken, als ob die einzelnen Kreissegmente mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um einen wandernden Kreismittelpunkt gezeichnet worden sind.

Im Falle der Konstruktion des 2. Obertones (siehe Abb. 14, unten rechts) werden die Durchmesser der Kreisbögen halb so groß, dafür ist jedoch die Winkelgeschwindigkeit eine doppelte, so daß die Bögen jeweils doppelt so lang werden. Auch in diese Konstruktion sind die Radien und die den Punkten $\frac{\pi}{2}, \pi$ usw. entsprechenden Punkte $P_1 \cdots P_4$ eingetragen.

Denkt man sich die Treppenkurve immer weiter unterteilt, so geht die Funktion schließlich in die Dreieckskurve $y = a \cdot x$ und das Vektordiagramm in eine Vektorspirale (s. Abb. 10) über. Die Eigenschaften der Vektorkurve bleiben jedoch bei dem Grenzübergang erhalten, da auch jetzt der jeweilige Krümmungsradius der zugehörigen Funktionsamplitude proportional ist.

Für den selbsttätig schreibenden Apparat sind hieraus die wesentlichen Anforderungen unmittelbar abzuleiten.

1. Das Gerät muß auf dem Zeichenpapier eine Kurve schreiben, deren Krümmungsradien proportional den Funktionswerten sind.

2. Die Winkelgeschwindigkeit, mit der die kleinen Kreisbögen, die die Vektorkurve zusammensetzen, gezeichnet werden, muß bei gleichmäßigem Vorschub der Funktionskurve eine konstante sein.

3. Die Winkelgeschwindigkeit muß proportional der Ordnungszahl der Obertöne anwachsen.

Eine Anordnung, die diese Bedingungen erfüllt, ist in Abb. 15 skizziert. 2 Walzen, die auf einer Welle sitzen, werden von einem Motor oder Uhrwerk angetrieben. Die vordere Walze 1 bewirkt den Vorschub der zu analysierenden Kurve von rechts nach links. Die

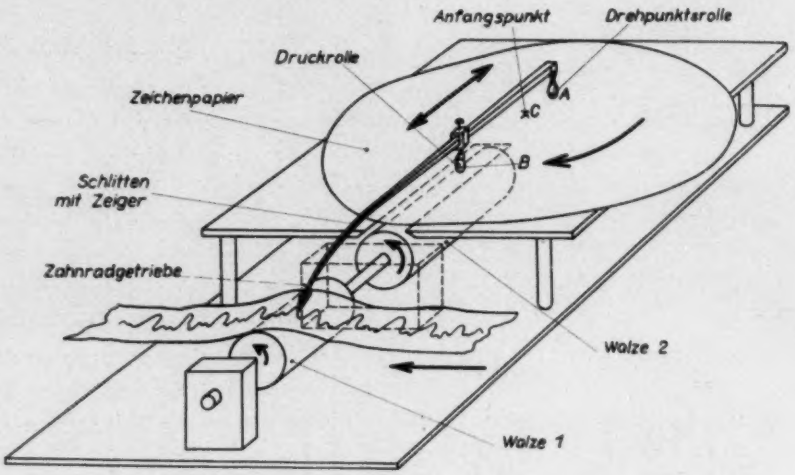


Abb. 15. Prinzip-Darstellung der Arbeitsweise des Kurvenanalysators

hintere Walze 2 dreht das Zeichenpapier um den Drehpunkt A auf dem feststehenden Tisch vermittels der Druckrolle B. Die Lage des Zeichenpapiers auf dem Tisch wird durch die Drehpunktsrolle, die das Papier auf dem Tisch hält und durch die Druckrolle, die es auf der Walze 2 führt, bestimmt. Der Tisch und die Walze 2 sind soweit aufgerauht, daß das Zeichenpapier sich nicht auf dem Tisch verrutschen, sondern sich nur um den jeweils verschiedenen Drehpunkt drehen kann. Der Schlitten, der die Drehpunktsrolle, die Druckrolle und den Zeiger trägt, kann nur parallel zur Walzenachse verschoben werden. Er wird von Hand so geführt, daß die Zeigerspitze stets die vorbeiziehende Kurve abtastet.

Wie man sieht, sind so die wesentlichen Forderungen zur Ermittlung zunächst des ersten Teiltones erfüllt. Erfolgt der Kurven-

vorschub mit gleichförmiger Geschwindigkeit, so wird das Zeichenpapier mit stets konstanter Winkelgeschwindigkeit gedreht, wo sich auch immer der Drehpunkt A befinden mag. Betrachtet man als Anfangspunkt C auf dem Zeichenpapier den Punkt, der durch die Einstellung des Zeigers auf die Nullinie der Funktion gegeben ist und denkt man sich dort die Spitze eines mit dem Tisch starr verbundenen Bleistiftes, so wird dieser bei Drehung des Zeichenpapiers Kurven mit großen oder kleinen Krümmungsradien beschreiben, entsprechend einem großen oder kleineren Abstand des Drehpunktes von der Bleistiftspitze. Da sich der Drehpunkt bei Abtastung der Kurve entsprechend der Funktionsamplitude verschiebt, wird der Bleistift die Vektorenkurven mitzeichnen, wie sie in den vorangehenden Abb. 3 bis 9 zeichnerisch für einige einfache Funktionen ermittelt worden sind.

Liegt der Anfangspunkt vor oder hinter dem Drehpunkt in der durch den Drehpunkt führenden, zur Walzenachse parallelen Geraden, so erhält man das gleiche richtige Endergebnis. Die gezeichnete Vektorenkurve ist jedoch eine andere, da der Funktion gewissermaßen eine Konstante hinzugefügt ist, die keinen Einfluß auf Amplituden und Phasen der Teiltöne hat.

Notwendig ist das Mitschreiben der Vektorenkurve nicht, da ja nur der Anfang und das Ende der Vektorensumme sowie die Achsenlage des Zeichenpapiers zu Beginn der Abtastung für die Bestimmung des Teiltones erforderlich sind. Diese Bestimmungsstücke müssen allerdings in jedem Falle markiert werden.

Vor der eigentlichen Messung ist noch sicherzustellen, daß das Zeichenpapier bei Abtastung der Grundperiode des Kurvenzuges genau um 360° gedreht wird. Dies kann am einfachsten durch Verstellen der Druckrolle auf dem Schlitten geschehen, wobei eine auf dem Schlitten angebrachte, unmittelbar in Periodenlängen geeichte Skala diese Einstellung erleichtert.

Sollen der 2. und höhere Teiltöne gemessen werden, so muß bei gleicher Geschwindigkeit des Kurvenvorschubes die Umdrehungsgeschwindigkeit des Zeichenpapiers auf den doppelten bzw. vielfachen Wert gebracht werden.

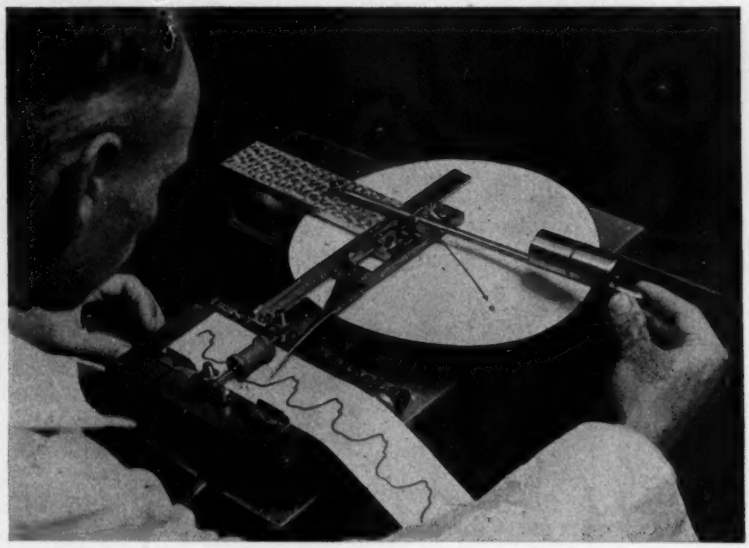


Abb. 16. Konstruktiver Aufbau und Handhabung des Analysators

Hierzu schaltet man zwischen die beiden Walzen ein Zahnradgetriebe (in Abb. 15 gestrichelt angedeutet), das möglichst schnell diese verschiedenen Drehzahlverhältnisse der Walzen einzustellen ermöglicht. Es bleiben zwar so die Krümmungsradien der gezeichneten Vektorenkurven für alle Obertöne stets die gleichen, wodurch sich die Notwendigkeit ergibt, die Amplitude des ermittelten n-ten Obertones durch n zu dividieren. Der große Vorteil einer mit der Ordnungszahl n vergrößerten Meßgenauigkeit kommt dafür jedoch hinzu.

B. Der konstruktive Aufbau des Analysators

Abb. 16 zeigt die praktische Ausführung des Analysators und seine Handhabung. Auf einem vorderen Tisch bewegt sich, angetrieben durch eine schlecht sichtbare Walze unter dem Tisch,

der Kurvenzug von rechts nach links. Durch eine von oben drückende Gummirolle wird er auf die eigentliche Antriebswalze gepreßt und durch seitliche Begrenzungsstege genau parallel zu seiner Nullinie verschoben. Auf einem zweiten hinteren Tisch wird das Zeichenpapier gedreht. Die Antriebswalze für diese Drehbewegung ist deutlich unter dem Tisch zu erkennen. Beide Walzen sind über ein Zahnradgetriebe miteinander verbunden und werden durch einen kleinen Gleichstrommotor, der rechts unter dem vorderen Tisch sichtbar ist, angetrieben. Seine Drehgeschwindigkeit kann durch einen Schiebewiderstand, der sich links unter dem vorderen Tisch befindet, in weiten Grenzen verändert bzw. jederzeit sofort zu Null gemacht werden. Der Schlitten, der den Drehpunkt entsprechend der mit dem Zeiger abgetasteten Funktion festlegt, wird längs einer feststehenden Schiene, an die er mit einer Feder angepreßt wird, geführt. Er trägt den Zeiger, die verstellbare Druckrolle und die Drehpunktsrolle. Die Druckrolle, die die Aufgabe hat, das Zeichenpapier an die zweite Walze anzudrücken, um eine einwandfreie Mitnahme sicherzustellen, ist als kleines Metallrad ausgeführt. Die Achse dieses Rades verläuft parallel zur zweiten Walze und ist in Spitzen gelagert. Die Drehpunktsrolle ist ein gleiches, auch in Spitzen gelagertes Rad, dessen Achse jedoch senkrecht zur Walzenachse verläuft. Geführt wird der Schlitten über einen längeren Hebel von der rechten Hand des Beobachters, wobei dieser darauf zu achten hat, daß die Zeigerspitze stets auf der Kurve bleibt. Die linke Hand kann dabei durch Verändern des Widerstandes die Geschwindigkeit des Kurvenvorschubes je nach der Kurvenform einstellen und so ein möglichst schnelles und doch genaues Abtasten der Kurve bewirken.

Der Führungshebel erfüllt noch eine zweite Aufgabe. Er trägt an seinem Ende ein Gewicht, das die Drehpunkts- und Druckrolle mit einem gleichmäßigen, nicht zu starken Druck auf das Zeichenpapier drückt und so einen einwandfreien Transport und Drehpunkt sicherstellt. Um zu vermeiden, daß das Zeichenpapier auf seiner Unterlage verrutscht, sind der hintere Tisch und die zweite Walze etwas aufgerauht. Auch das Papier ist hierbei von Einfluß, und zwar hat sich nicht zu dickes, rauhes Transparentpapier besonders bewährt.

Für die Markierung der Anfangs- und Endlage des Zeichenpapiers ist bei dem vorliegenden Gerät im Schlitten vor der Drehpunktsrolle ein Markierungsloch vorgesehen. In dieses wird vor und nach der Abtastung bei Zeigerstellung „Nullinie des Kurvenzuges" ein Bleistift eingeführt, und es werden so diese Stellungen, der „Nullpunkt" und der „Endpunkt", auf dem Papier markiert. Vor der eigentlichen Messung muß neben dem Nullpunkt noch die Nullage des Phasenwinkels besonders gekennzeichnet werden. Hierzu zieht man am einfachsten mit dem Bleistift im Markierungsloch eine „Nullgerade" parallel zur Walzenachse, auf welche dann später der vom Nullpunkt zum Endpunkt reichende Vektor bezogen wird.

Natürlich kann man auch Polarkoordinatenpapier verwenden und dessen Nullage zu Beginn der Messung mit dem Nullpunkt in Übereinstimmung bringen. Schneller geht es jedoch in der oben beschriebenen Weise. Bei der Bestimmung mehrerer Obertöne wird man zunächst nur an die Nullinie und den zugehörigen Endpunkt die Ordnungszahl des Obertones anschreiben und erst zum Schluß alle Teiltöne durch Auflegen des durchsichtigen Zeichenpapiers auf Koordinatenpapier nach Betrag und Winkel auswerten.

Das zwischen die erste und zweite Walze geschaltete Zahnradgetriebe umfaßt die Übersetzungsverhältnisse von 1 : 1 bis 1 : 12. Es können also mit diesem Gerät die ersten 12 Teiltöne gemessen werden. Durch Versetzen eines Reiters von einem Zahnradpaar auf ein zweites kann in kürzester Zeit ein neues Drehzahlverhältnis eingestellt werden.

VI. Meßgenauigkeit

Das neue Gerät hat sich insgesamt gut bewährt. Seine Meßgenauigkeit war im wesentlichen durch die Genauigkeit der Abtastung und der Periodeneinstellung begrenzt. Gab man sich hierbei Mühe und verwandte etwas Zeit

auf genaues Nachfahren der Kurven, so konnte auch für die höchsten Obertöne eine Genauigkeit von etwa 1—2% für den Betrag und n 1°—n 2° für den Winkel (n = Ordnungszahl der Obertöne) erreicht werden. Am einfachsten ließ sich dies durch Analysieren der Dreiecks- oder Rechteckkurven kontrollieren, deren Teiltonamplituden und Phasenlagen ja bekannt sind.

Gegenüber dem bekanntesten mechanischen Kurvenanalysator nach MADER wird als Vorteil angesehen, daß mit dem neuen Gerät die Kurve je Teilton nur einmal abgetastet wird, während dort ein zweimaliges Nachfahren des Kurvenzuges einschließlich der Nullinie die Sinus- und Kosinuskomponente liefert, die rechnerisch oder graphisch zum Betrag und Winkel zusammengezogen werden müssen. Auch ergeben die mehrfach notwendigen genauen Ablesungen des Planimeters und die Umrechnungen auf Betrag, Winkel und Winkelvorzeichen mancherlei Fehlermöglichkeiten, die bei der unmittelbar graphischen Konstruktion des hier beschriebenen Apparates vermieden werden.

VII. Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wird eine neue Darstellungsform der Kurvenanalyse erläutert. Die zu analysierende Kurve wird in einzelne Rechteckimpulse aufgelöst, deren Spektren aus Teiltönen gleicher Amplituden und Phasen bestehen. Zur Bestimmung der Teiltöne des gesamten Kurvenzuges werden die zusammengehörigen Teiltöne gleicher Ordnungszahl vektoriell addiert und dann zeichnerisch die Teiltöne nach Betrag und Phase konstruiert. Für eine Reihe einfacher Funktionen wird diese zeichnerische Konstruktion der Teiltöne ausgeführt.

Im zweiten Teil wird ein Gerät beschrieben, das die zeichnerische Konstruktion selbsttätig durchführt. Hierzu wird der Kurvenzug unter einem Zeiger durchgezogen und dieser Zeiger vom Beobachter stets auf der Kurve geführt. Gleichzeitig wird vom Gerät ein Zeichenpapier so gedreht und verschoben, daß eine Markierung zu Beginn und am Ende der Abtastung unmittelbar den Teilton nach Betrag und Phase liefert.

Das neue Gerät ist sehr einfach in seiner Handhabung. Seine Genauigkeit hängt wesentlich von der Genauigkeit der Kurvenabtastung und Periodeneinstellung ab. Der Fehler auch bei der Bestimmung höherer Teiltöne kann für den Betrag unter 1—2%, für den Winkel unter n 1°—n 2° (n = Ordnungszahl) gehalten werden. *(Eingegangen am 1. September 1942.)*

Bemerkung zu der vorstehenden Arbeit von M. Grützmacher über ein neues Analysierverfahren

Von Werner Kallenbach

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

(Mit 2 Textabbildungen)

Die Wirkungsweise des in der vorstehenden Arbeit beschriebenen neuen Analysators beruht auf den Krümmungseigenschaften der Vektorkurve, die durch vektorielle Zusammenfassung der Komponenten a_n und b_n bei der Integration entsteht. Diese Eigenschaften werden, ausgehend von einem graphischen Näherungsverfahren, bei dem die Kurve durch ein Polygon ersetzt wird, geometrisch bewiesen. Im folgenden wird nun eine analytische Ableitung aus der Gleichung der Vektorkurve gegeben und auf zwei in der vorstehenden Arbeit behandelte Beispiele angewandt. Die entstehenden Kurven werden dabei kurz diskutiert.

Die Gleichung der Vektorkurve ergibt sich entsprechend der geometrischen Konstruktion durch schrittweisen Aufbau der Integrale für

a_n und b_n von 0 bis 2π. Man hat daher die Integrale als Funktion der oberen Grenze zu betrachten und erhält so für die Gleichung des n-ten Koeffizienten in Parameterdarstellung:

$$(1)\qquad \begin{aligned} x_n(t) &= \frac{1}{\pi}\int_0^t f(\tau)\cos n\tau\, d\tau \\ y_n(t) &= \frac{1}{\pi}\int_0^t f(\tau)\sin n\tau\, d\tau \end{aligned} \qquad (0 \le t \le 2\pi).$$

Für $t = 2\pi$ ergeben sich als Koordinaten des Endpunktes der Kurven gerade die gesuchten Werte a_n und b_n.

Aus der Darstellung (1) läßt sich nun der Krümmungsradius ϱ als Funktion von t mit Hilfe der bekannten Formel:

$$\varrho = \frac{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)^{\frac{3}{2}}}{\dot{x}\,\ddot{y} - \dot{y}\,\ddot{x}}$$

errechnen. Es ergibt sich:

$$(2)\qquad \begin{aligned} \dot{x} &= \frac{1}{\pi} f(t)\cos n t, \\ \ddot{x} &= \frac{1}{\pi}\left(-n f(t)\sin n t + f'(t)\cos n t\right), \\ \dot{y} &= \frac{1}{\pi} f(t)\sin n t, \\ \ddot{y} &= \frac{1}{\pi}\left(n f(t)\cos n t + f'(t)\sin n t\right), \end{aligned}$$

$$\dot{x}^2 + \dot{y}^2 = \frac{1}{\pi^2} f^2(t); \quad \dot{x}\,\ddot{y} - \dot{y}\,\ddot{x} = \frac{1}{\pi^2} n f^2(t),$$

$$\varrho = \frac{f(t)}{\pi n}.$$

Der Krümmungsradius ist also dem jeweiligen Funktionswert $f(t)$ proportional. Diese Eigenschaft wird bei dem neuen Analysator ausgenutzt, um die Vektorkurve aus ihren Krümmungskreisen zu konstruieren. Der momentane Drehpunkt des Gerätes ist in jedem Augenblick Krümmungsmittelpunkt der Vektorkurve und beschreibt somit ihre Evolute auf der Scheibe des Analysators. Es ist noch von Interesse, die Gleichung der Evolute aufzustellen. Aus der allgemeinen Gleichung:

$$\xi = x - \dot{y}\,\frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}{\dot{x}\,\ddot{y} - \dot{y}\,\ddot{x}},$$

$$\eta = y + \dot{x}\,\frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}{\dot{x}\,\ddot{y} - \dot{y}\,\ddot{x}}$$

erhält man mit den obigen Werten (2) durch partielle Integration:

$$(3)\qquad \begin{aligned} \xi_n &= -\frac{1}{\pi n}\int_0^t f'(\tau)\sin n\tau\, d\tau \\ \eta_n &= \frac{1}{\pi n}\int_0^t f'(\tau)\cos n\tau\, d\tau + \frac{f(0)}{\pi n} \end{aligned} \qquad (0 \le t \le 2\pi).$$

Die Bogenlänge der Vektorkurve beträgt:

$$s_n = \int_0^t \sqrt{\dot{x}_n^2 + \dot{y}_n^2}\, d\tau,$$

gemäß (2) also:

$$\sqrt{\dot{x}_n^2 + \dot{y}_n^2} = \frac{1}{\pi}|f(t)|$$

$$(4)\qquad s_n = \frac{1}{\pi}\int_0^t |f(\tau)|\, d\tau.$$

Sie ist also für alle Vektorkurven einer Funktion $f(t)$, unabhängig von der Ordnungszahl n, gleich. Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit ihrer geometrischen Konstruktion, denn die Kurven entstehen ja durch vektorielle Addition der einzelnen Funktionswerte.

In dem Beispiel der linearen Funktion $f(t) = \frac{A}{2\pi}t$ ergeben sich für die Vektorkurven nach (1) die Gleichungen:

$$x_n(t) = \frac{A}{2\pi^2 n^2}(n t\sin n t + \cos n t - 1),$$

$$y_n(t) = \frac{A}{2\pi^2 n^2}(-n t\cos n t + \sin n t),$$

für $t = 2\pi$ also:

$$a_n = 0, \quad b_n = -\frac{A}{\pi n}.$$

Dies sind Kreisevolventen, denn als Evoluten erhält man aus (3) die Kreise:

$$\xi_n(t) = \frac{A}{2\pi^2 n^2}(\cos n t - 1),$$

$$\eta_n(t) = \frac{A}{2\pi^2 n^2}\sin n t.$$

Die Bogenlänge der Vektorkurven beträgt:

$$s = \frac{A}{2\pi^2}\int_0^t \tau\, d\tau = \frac{A}{4\pi^2}t^2,$$

für die ganze Länge der Kurven also: $s = A$. In Abb. 1 sind die Vektorkurven mit ihren Evoluten (gestrichelt) für die ersten drei Koeffizienten dargestellt.

Auch bei der in der vorstehenden Arbeit besprochenen Funktion $f(t) = A\sin t$ läßt sich

die Integration allgemein durchführen. Für $n = 1$ ergibt sich dabei:

$$x_1 = \frac{A}{4\pi}(1 - \cos 2t),$$
$$y_1 = \frac{A}{4\pi}(2t - \sin 2t).$$

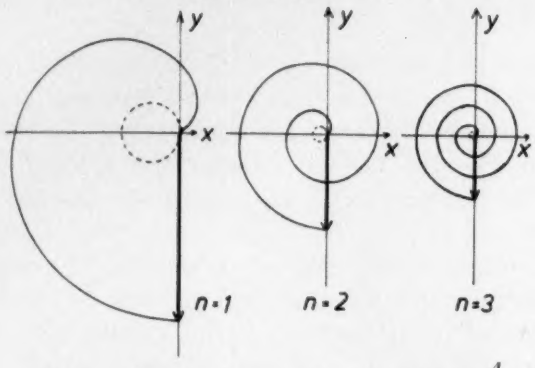


Abb. 1. Vektorkurven der Funktion $f(t) = \frac{A}{2\pi} t$

In dem Intervall $0 \leq t \leq 2\pi$ sind dies zwei volle Bogen einer gewöhnlichen Zykloide. Die Gleichung der Evolute ergibt sich entsprechend aus (3):

$$\xi_1 = \frac{A}{4\pi}(\cos 2t - 1),$$
$$\eta_1 = \frac{A}{4\pi}(2t + \sin 2t).$$

Die Evolute besteht aus Bogenteilen einer zu der obigen kongruenten Zykloide, die um $x = -\frac{A}{2\pi}$ und $y = \frac{A}{4}$ gegenüber der ursprünglichen verschoben ist.

Die Vektorkurven der übrigen Koeffizienten sind die Epizykloiden:

$$x_n = \frac{A}{2\pi}\left(\frac{1}{n-1}\cos(n-1)t - \frac{1}{n+1}\cos(n+1)t - \frac{1}{n-1} + \frac{1}{n+1}\right)$$
$$y_n = \frac{A}{2\pi}\left(\frac{1}{n-1}\sin(n-1)t - \frac{1}{n+1}\sin(n+1)t\right), \qquad n \geq 2,$$

ihre Evoluten die im Verhältnis $\frac{1}{n}$ verkleinerten und um $\frac{n-1}{2}\pi$ gedrehten ähnlichen Epizykloiden:

$$\xi_n = \frac{A}{2\pi n}\left(\frac{1}{n-1}\cos(n-1)t + \frac{1}{n+1}\cos(n+1)t - \frac{1}{n-1} - \frac{1}{n+1}\right) \qquad n \geq 2,$$
$$\eta_n = \frac{A}{2\pi n}\left(\frac{1}{n-1}\sin(n-1)t + \frac{1}{n+1}\sin(n+1)t\right).$$

Durch Vergleich mit der gewöhnlichen Darstellung:

$$x = (R + r)\cos\alpha - r\cos\frac{R+r}{r}\alpha,$$
$$y = (R + r)\sin\alpha - r\sin\frac{R+r}{r}\alpha,$$

in der R und r die Radien des festen bzw. rollenden Kreises bezeichnen und α der Drehwinkel des rollenden Kreises in bezug auf den Mittelpunkt des festen bedeutet, ergibt sich:

$$R = \frac{A}{\pi}\frac{1}{n^2-1}, \qquad r = \frac{A}{2\pi}\frac{1}{n+1},$$
$$\frac{r}{R} = \frac{n-1}{2}, \qquad \alpha = (n-1)t.$$

Da das Verhältnis $\frac{r}{R} = \frac{n-1}{2}$ rational ist, schließen sich die Kurven, und zwar nach einem oder zwei Bogen, je nachdem, ob n ungerade oder gerade ist. Der rollende Kreis beschreibt dabei $n-1$ Umläufe um den festen. Bei ungeradem n wird der gleiche Bogen doppelt durchlaufen.

Die Bogenlänge der Vektorkurven beträgt gemäß (4):

$$s = \frac{A}{\pi}\int_0^t |\sin\tau|\, d\tau = \begin{cases} \frac{A}{\pi}(1-\cos t) & 0 \leq t \leq \pi \\ \frac{A}{\pi}(3+\cos t) & \pi \leq t \leq 2\pi, \end{cases}$$

für die ganze Kurve also: $s = \frac{4A}{\pi}$.

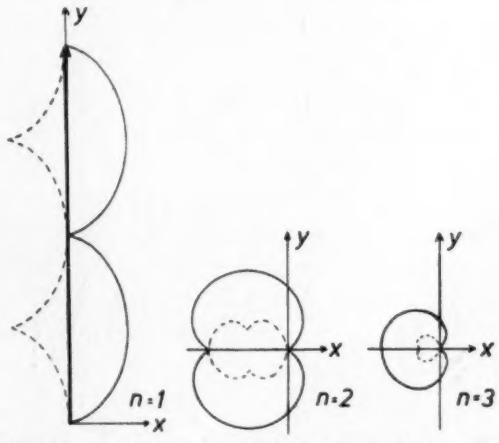


Abb. 2. Vektorkurven der Funktion $f(t) = A \sin t$

In Abb. 2 sind wiederum die Vektorkurven mit ihren Evoluten für die ersten drei Koeffizienten dargestellt. Im Falle $n = 3$ ergibt sich insbesondere die Kardioide.

(Eingegangen am 5. Januar 1943.)

Über die Resonanzkurve und die Abklingzeit der verschiedenen Stellen der Schneckentrennwand

Von Georg v. Békésy

(Mit 14 Textabbildungen)

1. Einleitung

Der anatomische Aufbau der Schnecke ist dazu geeignet, bis zu einem gewissen Grade Schwingungen des Steigbügels verschiedener Frequenz längs der Schneckentrennwand räumlich auseinanderzuziehen. Im folgenden soll nun untersucht werden, bis zu welchem Maße die Schwingungsamplitude der Schneckentrennwand eine solche räumliche Trennung der verschiedenen Frequenzen aufweist und welche Ausschwingvorgänge mit dieser mechanischen Frequenzanalyse verbunden sind.

2. Über die Verteilung der Schwingungsamplituden längs der Schneckentrennwand bei sinusförmigen Schwingungen

Um die Ausbreitung der sinusförmigen Schwingungen längs der Schneckentrennwand für die verschiedenen Frequenzen untersuchen zu können, wurde die Schneckenkuppel abgeschliffen und unter Wasser mit einem mikroskopischen Deckglas die Öffnung wieder verklebt. Es wird dann eine Schneckenwindung sichtbar, wobei die Schwingungen der Schnekkentrennwand bei 72facher Vergrößerung und stroboskopischer Beleuchtung in einem Binokularmikroskop ausgemessen werden können. Die größte Schwierigkeit bedeutet das Aufkleben des Glasfensters unter Wasser.

Frühere Modellversuche zeigten zwar, daß die Schwingungsform der Schneckentrennwand sich nicht wesentlich ändert, wenn die Schnecke beim Helicotrema geöffnet wird und die Steigbügelschwingungen nur die Flüssigkeitssäule zwischen Steigbügel und Helicotrema in Schwingungen versetzt[1]). Trotzdem es daher unnötig erscheint, die bei der Präparation der Schnecke am Helicotrema entstehende Öffnung abzudichten, wurden der Sicherheit halber immer Kontrollmessungen ausgeführt, bei denen alle Bohröffnungen mit Glasfenstern verschlossen wurden, derart, daß an den natürlichen Verhältnissen möglichst keine Änderungen entstanden.

Da die Schnecke unter Wasser präpariert wird, so muß auch das Aufkleben der Glasfenster unter Wasser erfolgen, denn es gelingt nur auf diese Weise mit Sicherheit das Zurückbleiben von Luftblasen im Inneren der Schnecke zu vermeiden. Leider ließ sich in der ganzen Literatur über Klebstoffe[2]) keine Angabe über einen Stoff finden, der als Klebemittel unter Wasser verwendet werden könnte. Da ferner die chemischen und physikalischen Probleme der Klebstoffe noch überhaupt nicht wissenschaftlich behandelt wurden, so mußte eine lange Versuchsreihe angesetzt werden. Um unter Wasser Metall oder frische Knochen mit Glas zu verbinden, bewähren sich diejenigen zahnärztlichen Zemente[3]), die besonders bei Kindern und nervösen Personen verwendet werden und kein vollständiges Austrocknen der Zahnhöhlen erfordern. Die günstigsten Eigenschaften erhält man nur durch Probieren, da durch das Mischungsverhältnis, die Temperatur der Platte, auf der die Mischung verrieben wird, und auch die Art und Schnelligkeit des Reibens die Eigenschaften des Zementes vollständig geändert werden können.

Verwendet wurde außerdem noch der Bleigeleekitt[4]).

[1]) Akust. Z. 7 (1942), S. 173.

[2]) Karl Micksch, Taschenbuch der Kitte und Klebstoffe, 2. Aufl. Stuttgart 1941; Carl Breuer, Kitte und Klebstoffe, Leipzig 1922; Sigmund Lehner, Kitte und Klebmittel; Wien 1932.

[3]) Z. B. De Treys Kupferzement.

[4]) Der benutzte Bleigeleekitt bestand aus ausgeglühtem Bleigelee, dem bei 80° 24 Stunden lang ausgetrocknetes Glyzerin und einige Tropfen Äthylglykol zugemischt wurden. Durch günstige Wahl

Zur Übertragung der Schwingungen auf die Schneckenflüssigkeit ist es zweckmäßig den Steigbügel und das runde Fenster zu entfernen, auf den Knochenwulst in der Umgebung des runden Fensters einen kleinen Messingring zu kleben und auf diesen unter Wasser einen zweiten Ring mit einer eingespannten Gummimembran zu schieben. Auf diese Gummimembran klebt man dann einen kleinen Kolben der mit einem Lautsprechersystem in Schwingungen versetzt wird.

Da die mikroskopisch beobachtbaren Schwingungen verhältnismäßig groß sind, so wurde zunächst untersucht, ob bei den gemessenen Amplituden etwa nichtlineare Verzerrungen auftreten. Die Messungen zeigten, daß die Schwingungsamplitude der Schneckentrennwand, an einer gewissen Stelle beobachtet, mit der Schwingungsamplitude des Lautsprechersystemes vollkommen proportional ansteigt und damit noch keine Verzerrungen auftreten.

Während nun bei Frequenzen unterhalb etwa 30 Hz die ganze Schneckenwindung in der Nähe des Helicotremas mit fast gleicher Amplitude schwingt, so ziehen sich die Schwingungen bei einer Frequenzerhöhung immer mehr von dem Ende der Schneckentrennwand zurück, derart, daß etwa oberhalb 800 Hz in der obersten Schneckenwindung keine Schwingungen mehr zu sehen sind. Die ausgemessenen Schwingungsamplituden, ausgedrückt in Volumenverschiebungen pro Millimeter Länge der Trennwand, sind in einem für die einzelnen Frequenzen willkürlichen Maßstab als Ordinaten in der Abb. 1 aufgetragen. Die Abszissen geben die Entfernung des Meßortes vom Steigbügel an. Die Entfernungen wurden aus dem Neigungswinkel des Schneckenkanales mit Hilfe der früher mitgeteilten Schneckenkarte ermittelt[5]).

Da die oberste Schneckenwindung nur eine Länge von 8 mm hat, so kann man mit der oben beschriebenen Präparationsart die Schwingungen nur in dem Entfernungsgebiet von 27—35 mm untersuchen. Um näher an den Steigbügel heranzukommen, muß man die entfernteren Teile der Schneckentrennwand wegschleifen. Da diese Teile der Schneckentrennwand, wie die Abb. 1 zeigt, bei den Frequenzen oberhalb 800 Hz keine Schwingungen mehr ausführten, d. h. keine Druckdifferenz zwischen den beiden Kanalhälften bestand, so werden die Schwingungsverhältnisse der Schnecke für die höheren Frequenzen durch

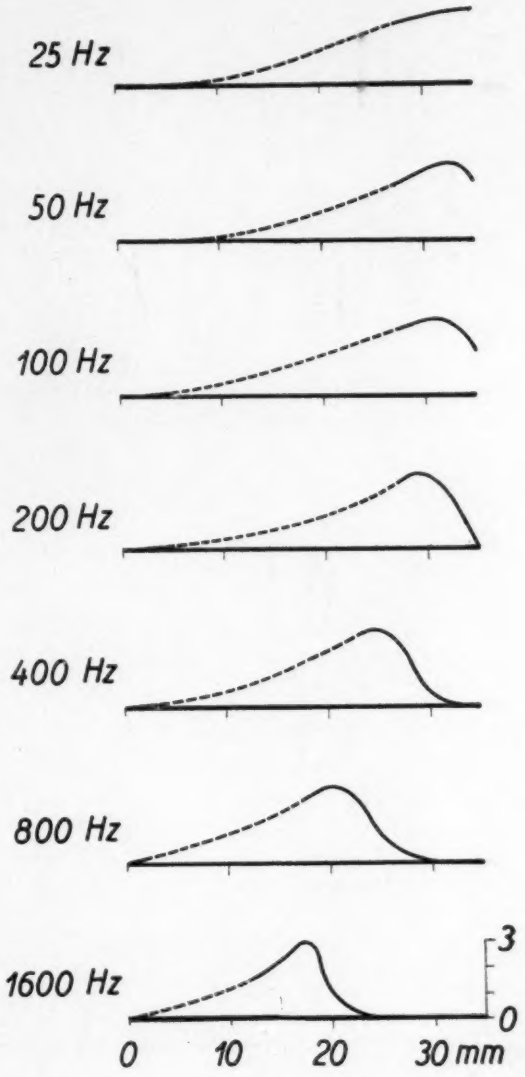


Abb. 1. Die räumliche Verteilung der Schwingungsamplitude längs der Schneckentrennwand für sinusförmige Schwingungen verschiedener Frequenz

der Verhältnisse kann es erreicht werden, daß die Masse beim Eintauchen in das Wasser nicht zerfließt und trotzdem am Knochen und der Glasscheibe haftet.

[5]) Akust. Z. 6 (1941), S. 273, Abb. 9.

das Verkürzen der Schneckentrennwand nicht geändert. Es gelingt daher auch für die höheren Frequenzen den Anstieg der Schwingungsamplitude, bei der Verkleinerung der Entfernung vom Steigbügel zu verfolgen, wobei jedesmal nur eine Schneckenwindung übersehen werden kann. Da jedoch der Amplitudenabfall auf der Seite des Helicotremas verhältnismäßig recht steil ist, so läßt sich auch unter diesen Verhältnissen das Maximum der Amplitudenverteilung übersehen. Die auf diese Weise erhaltenen Meßwerte sind in der Abb. 1 durch die ausgezogene Kurve dargestellt, wobei die Amplituden längs der Trennwand von Millimeter zu Millimeter ausgemessen wurden.

Um nun auch Anhaltspunkte über dem Amplitudenabfall auf der Seite des Steigbügels zu erhalten, wurde die Schwingungsamplitude des künstlichen Steigbügels konstant gehalten und immer mehr von der Schneckenspitze abgeschliffen, bis schließlich die letzte Windung sichtbar wurde. Die nun erhaltenen, in der Abb. 1 punktiert eingezeichneten Amplitudenwerte sind nicht mehr ganz exakt, da das Ende der Schneckentrennwand zerstört ist und da bei den tiefen Frequenzen, etwa unterhalb 100 Hz, wie die Abb. 2 zeigt, die Flüssigkeit nicht mehr längs dem Kanal bis zu Helicotrema fließen muß. Da die Volumenverschiebungen des künstlichen Steigbügeld konstant gehalten werden, so ergibt dies eine Abnahme der

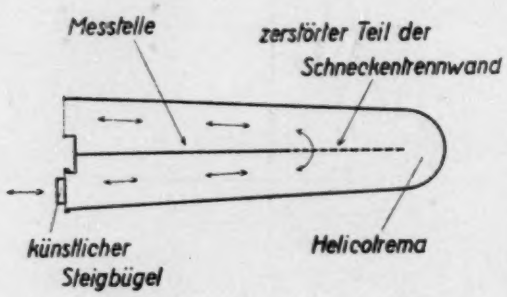


Abb. 2. Schematischer Längsschnitt durch den Schneckenkanal, den Einfluß der teilweisen Zerstörung der Trennwand zeigend

Druckdifferenz zwischen den beiden Kanalhälften der Schnecke und damit eine Amplitudenabnahme der Schneckentrennwand. Sorgt man jedoch dafür, daß der Abstand zwischen der Meßstelle und dem zerstörten Teil der Trennwand möglichst groß ist, d. h. eine Schneckenwindung erreicht, so ist der entstehende Fehler ziemlich klein, da auch bei den Modellversuchen die gleiche Amplitudenverteilung, wie in Abb. 1, erhalten wurde.

Es ist jedoch von prinzipieller Bedeutung, auch die in der Nähe des Steigbügels liegenden Teile der Schneckentrennwand ohne Zerstörung der Schnecke im schwingenden Zustand auszumessen. Es wurde daher eine Präparationstechnik entwickelt, bei der die Schnecke nicht an der Spitze, sondern an der Basis er-

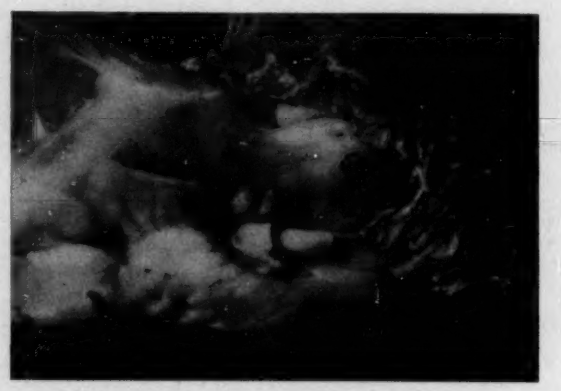


Abb. 3. Zweckmäßige Lage des Felsenbeines für die Präparation der Schnecke vom Hörnerven aus. Von den 4 abgeschnittenen Nervenbündeln stellt das stärkste die Hörnerven dar

öffnet wird. Diese Art der Präparation ist ganz bedeutend schwieriger als die Eröffnung der Schneckenspitze, da an der Schneckenspitze nach dem Abschleifen einiger Zehntelmillimeter durch die Knochenschicht bereits das Helicotrema durchschimmert, während bei der Eröffnung der Schnecke von der Gehirnseite aus mehrere Millimeter abgetragen werden müssen. Am besten verfährt man so, daß man bei einer rechtsseitigen Schnecke die Gehirnseite des Felsenbeines entsprechend der Abb. 3 waagrecht hinlegt und nach Abtrennen der überflüssigen Knochenteile, in dieser Lage mit Gips in einen Metallring befestigt, der dann seinerseits, wie früher beschrieben[6]), in eine für Unterwasserpräparation geeignete Anord-

[6]) Akust. Z. 6 (1941), S. 272, Abb. 8.

nung eingeschraubt wird. Die weitere Präparation besteht nun darin, daß man dem Hörnerven folgend, mit einem Diamantschleifstein oder sog. Finierer der Zahnärzte ganz dünne horizontale Schichten abträgt, bis der vom Steigbügel ausgehende und sich um den Hörnerven windende Schneckenkanal durch die Knochenwand hindurchschimmert. Ist dies erreicht, so kann die weitere Eröffnung des Schneckenkanales bereits mit vollkommener Sicherheit ausgeführt werden. Beim Abschleifen der einzelnen Schichten ist es dabei zweckmäßig immer vom Hörnerven ausgehend, nach oben und unten und nach rechts den Schleifstein zu bewegen, da man so am raschesten ein Durchschimmern des Schneckenkanales erhält, so daß nun die sichere Orientierung auch die Verwendung von gröberen Bohrern für die umliegenden Knochenteile erlaubt.

Auf der Abb. 3 ist ein Schleifen links vom Hörnerven nicht erlaubt, da sonst die Bogengänge eröffnet werden. Da die Bogengänge unmittelbar mit dem Raum vor dem Steigbügel verbunden sind, so würden sich dadurch die Flüssigkeitsverschiebungen des Steigbügels nicht über die Schnecke, sondern über die Bogengänge ausgleichen.

In der Abb. 4 ist eine auf diese Weise herauspräparierte Schneckenwindung zu sehen. In der Mitte der Windung befindet sich der Modiolus. Da dieser die weiteren Windungen der Schnecke trägt, so muß man dafür sorgen, daß eine Knochenbrücke übrigbleibt und dadurch die Schneckenmitte noch fest an Ort und Stelle gehalten wird. An dieser Knochenbrücke darf man nur sehr vorsichtig schleifen, da die Bohrerschwingungen sich auf die ganze Schneckenmitte übertragen und damit auch an der Schneckentrennwand gezerrt wird. Außerdem ist noch besonders darauf zu achten, daß bei der Eröffnung des Kanales die Knochenwand am äußeren Rande der Schneckenwindung wenigstens etwa $^1/_2$ mm über der Schnekkentrennwand stehenbleibt, da das Ligamentum spirale, die Befestigung der Basilarmembran sich um etwa die gleiche Höhe über die Ebene der Schneckentrennwand erhebt. Wird diese Befestigung gelockert, so wird an dieser Stelle auch die Elastizität der Schneckentrennwand geändert.

Es gibt jedoch auch Fälle, wo trotz aller Vorsicht die Präparation auf der Seite der Hörnerven nicht gelingt. Führt man dem Steigbügel Schwingungen verschiedener Frequenz zu, so ändert sich längst der Basilarmembran die Schwingungsform kaum. Es tritt in der Hauptsache eine Resonanz in der Umgebung von 400—800 Hz auf. Durch sie werden die normalen Schwingungen der Schnecken-

Abb. 4. Die dem Steigbügel naheliegende und vom Hörnerven aus eröffnete Windung der Schnecke. Nach dem äußeren Rande zu sind die 3 Schichten der Schneckentrennwand, eine weiße, graue und die Basilarmembran deutlich zu sehen

trennwand verdeckt. Es war wahrscheinlich, daß diese Störresonanz durch die Bogengänge entsteht, da beim Herausschneiden des Knochenwürfels aus dem Felsenbein die zu den Bogengängen führenden Blutgefäße eröffnet werden, so daß die Bogengänge gegenüber der Außenwelt nicht so starr abgeschlossen sind wie im Leben. Bestätigt wurde diese Auffassung dadurch, daß beim abschleifen der Bogengänge und verschließen der zum Steigbügel führenden Öffnungen durch Zement die störenden Resonanzen vermieden wurden.

Es konnte nun der Verlauf der Schwingungsamplitude in der Nähe des Steigbügels untersucht und die Kurven in der Abb. 1 bestätigt werden.

Das Auftreten von Störresonanzen und die Schwierigkeit, mit der sie nur beim sorgfältigsten Verkleben der zum Bogengang führenden Öffnungen vermieden werden können, läßt die Frage aufkommen, warum in der Natur sich der Steigbügel auf jener Seite der Schnecken-

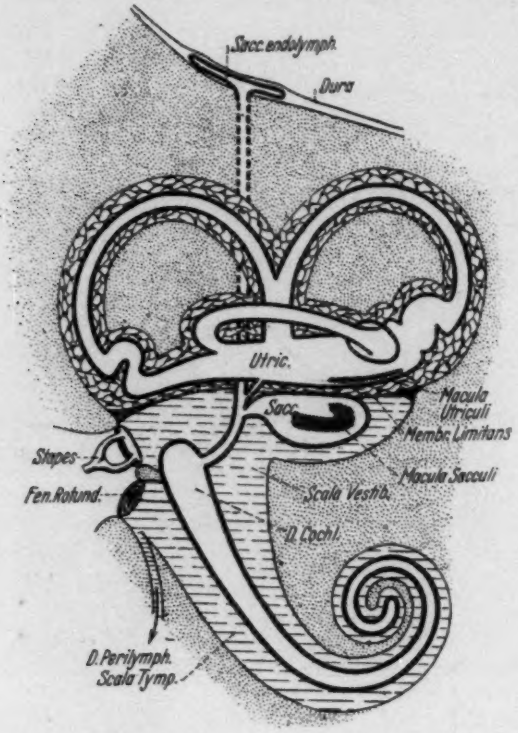


Abb. 5. Schematische Zeichnung des Labyrinthes nach H. M. BURLET

trennwand befindet, die zu den Bogengängen führt. Wie die Abb. 5 zeigt, würde es physikalisch bedeutend zweckmäßiger sein, wenn der Steigbügel sich an der Stelle des runden Fensters befinden würde. Denn in diesem Falle würde der Schalldruck nur auf die Schneckentrennwand wirken und eine eventuelle Stelle größerer Nachgiebigkeit in dem verwickelten Bau der Bogengänge und angeschlossenen übrigen Organe würde auf die Schwingungen der Schneckentrennwand ohne Einfluß sein.

Es ist daher wahrscheinlich, daß entweder im Laufe der Entwicklungsgeschichte des Wirbeltierohres oder auch noch jetzt die Schwingungen des Steigbügels auf die Organe in der Nähe der Bogengänge unter Umständen Reize ausüben können.

3. Die Schwingungsübertragung vom Steigbügel zu den verschiedenen Stellen der Schneckentrennwand

Nachdem festgestellt wurde, wie sich die Schwingungsamplitude der Schneckentrennwand auf ihrer Länge bei einer gegebenen Frequenz verteilt, soll nun untersucht werden, wie sich an einer gegebenen Stelle der Schnekkentrennwand die Schwingungsamplitude ändert, wenn die Schwingungsamplitude des Steigbügels konstant bleibt und die Frequenz den ganzen Hörbereich durchläuft. Die zugehörige Meßanordnung ist in der Abb. 6 dargestellt.

In dem unteren Teil der Abbildung ist im Querschnitt das an der Schneckenspitze eröffnete Felsenbein zu sehen. Es ist mit Gips in einem Messingring befestigt, der abwechselnd

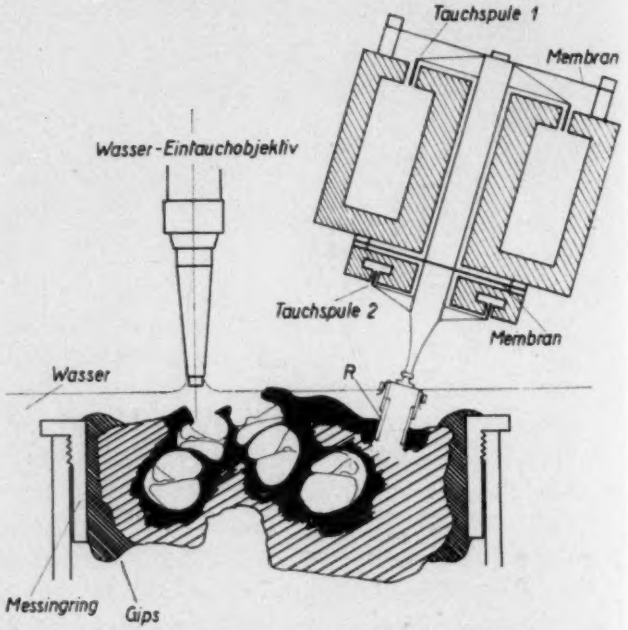


Abb. 6. Anordnung zur Beobachtung der Schneckentrennwandschwingungen bei bekannten Volumenverschiebungen des Steigbügels

in die Präparationsanordnung oder die abgebildete Meßanordnung eingeschraubt werden kann, so daß ohne Störung rasche Präparationen vorgenommen werden können. Das Felsenbein befindet sich unter Wasser, wobei auf die Schneckentrennwand kleine Silberkristalle gestreut werden, um sie besser sichtbar

zu machen. Beobachtet wird mit einem Wasserimmersionsobjektiv von etwa 7facher Vergrößerung (Planktonsucher), da auf diese Weise eventuelle Schwingungen der Wasseroberfläche nicht stören und das Objektiv ohne Einbuße an Schärfe auch schräg zur Wasseroberfläche gestellt werden kann. Die gesamte Vergrößerung betrug 126. Zur Übertragung der Schwingungen wurde nach Entfernen des runden Fensters auf der entstandenen Öffnung eine kleine Röhre *R* befestigt, auf die eine kleine zweite Röhre paßt, die ihrerseits eine durch einen Ring gespannte Gummimembran trägt. Auf die Gummimembran kann schon vorher mit Klebwachs ein kleiner Knopf geklebt werden, dessen aus dem Wasser ragender Teil mit dem elektrodynamischen Schwingungssystem nach endgültiger Zusammenstellung der verschiedenen Teile zusammengeklebt wird.

Da die kleinste Luftblase in dem Schneckenkanal die Messungen fälschen kann, wurde vor dem Zusammensetzen über die Röhre *R* die Schnecke mehrere Minuten lang mit Wasser durchspült. Die Gummimembran wurde unter Wasser auf die Röhre *R* aufgesetzt. Um ein Ausscheiden der im Wasser gelösten beträchtlichen Luftmengen[7]) zu vermeiden, wurden die einzelnen Bestandteile auf 30° C vorgewärmt, so daß sie sich während der Messungen mit dem Wasser auf die Zimmertemperatur abkühlten. Da bei abnehmender Temperatur die oft sehr störende Löslichkeit der Luft im Wasser zunimmt, so können auf diese Weise mikroskopisch kleine Luftblasen beseitigt werden.

Zur Messung der Steigbügelschwingungen besaß das elektrodynamische Schwingungssystem neben der Tauchspule 1 zum Antrieb des Systems noch eine zweite Tauchspule 2, in der elektrische Spannungen induziert wurden, die über einem Verstärker bei bekannter Fläche der künstlichen Steigbügelfußplatte, die Volumenverschiebungen des Steigbügels direkt abzulesen gestatteten.

Neben den im Schneckenkanal befindlichen Luftblasen kann noch ein zweiter Fehler auftreten. Ist nämlich der den Steigbügel umgebende Gummiring nicht genügend hart, so stellt die Flüssigkeitssäule in der Schnecke zusammen mit diesem Gummiring ein schwingungsfähiges System dar, das eine falsche Resonanz erzeugen kann.

Um diese Fehlerquellen zu überprüfen, wurde vor den Messungen an Stelle der Schnecke eine mit Wasser gefüllte Kapillarröhre gesetzt, deren Länge und Durchmesser der Schnecke entsprach. Auf die eine Seite der Kapillarröhre kam die zu verwendende Gummimembran mit dem künstlichen Steigbügel, während das andere Ende mit einer losen Gummimembran abgebunden wurde, um an den aufgestreuten Silberkristallen die Verschiebungen der Flüssigkeitssäule zu beobachten. Durch entsprechende Versteifung der Steigbügelmembran konnte bei vollkommener Luftblasenfreiheit erreicht werden, daß bis über 3000 Hz die Verschiebungen der Flüssigkeitssäule den Steigbügelverschiebungen gleich waren.

Das Auftreten einer Störresonanz bei zu weichem Gummiring am Steigbügel macht es uns vollkommen verständlich, warum beim wirklichen Ohre der Faserring um die Stapesfußplatte so schmal und steif gebaut ist.

Nach diesen Kontrollversuchen wurde die Schnecke eingesetzt, wobei es sich nun zeigte, daß bei konstantem Volumenverschiebungen des Steigbügels, die Schwingungen der Schneckentrennwand durch ein Verlängern der Röhre *R* nicht geändert werden. Auch konnte ganz deutlich beobachtet werden, daß die kleinen auf die Schneckentrennwand aufgestreuten Silberkristalle fest auf der Schneckentrennwand haften und mit dieser vollkommen gleichphasige Schwingungen ausführen.

Zur Beobachtung der Schneckentrennwandschwingungen wurde durchweg eine stroboskopische Beleuchtung benutzt, da mit dieser bedeutend kleinere Schwingungen ausgemessen werden können, als bei der gewöhnlichen Beleuchtung.

Zur Aufnahme der Übertragungskurve wurde nun ein Punkt der Schneckentrennwand unter dem Mikroskop ins Auge gefaßt und seine Schwingungsamplitude als Funktion der Fre-

[7]) 1 Liter Wasser enthält bei 15° C und normalen Druck 20 cm³ Luft.

quenz bei konstant bleibenden Steigbügelamplituden aufgenommen. Für verschiedene Stellen der Schneckentrennwand wurden die in der Abb. 7 dargestellten Resonanzkurven ergrunde liegenden Resonanzkurven die Volumenverschiebung pro Millimeter Länge der Schnekkentrennwand für die Maximalamplitude zu bestimmen und die zugehörige Volumenver-

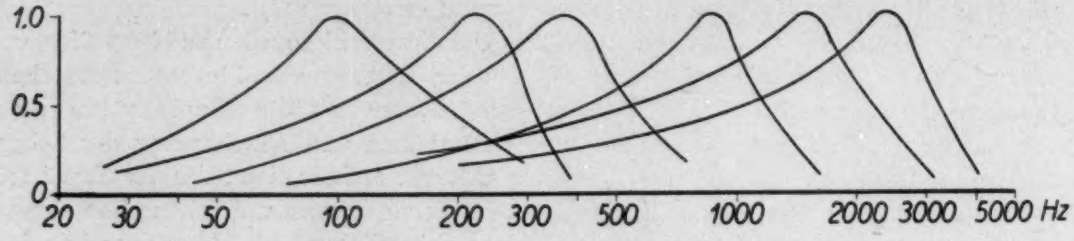


Abb. 7. Resonanzkurven für verschiedene Stellen der Schneckentrennwand

halten, deren Maximalamplituden auf die Einheit reduziert wurden. Die Streuung bei diesen Messungen war verhältnismäßig klein, und zwischen den verschiedenen Schnecken ergab sich eine auffallend gute Übereinstimmung. Die Resonanzkurven sind verhältnismäßig recht flach und können in dem Bereich zwischen 200 und 3000 Hz durch Parallelverschiebung ziemlich gut zur Deckung gebracht werden. Unterhalb 200 Hz tritt eine weitere stetig zunehmende Verflachung der Resonanzkurve ein. Wie zu ersehen, dürfte diese Art von mechanischer Frequenzanalyse den gestellten Anforderungen vieler Hörtheorien nicht genügen.

4. Zur Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle

Frühere Messungen zeigten, daß der Schalldruck im Gehörgang bis zu etwa 2000 Hz frequenzunabhängig auf den Steigbügel übertragen wird. Die in der Abb. 8 durch die punktierte Kurve dargestellte starke Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle entsteht somit nicht im Mittelohr, sie muß in der Schnecke entstehen. Bei hörtheoretischen Betrachtungen wurde früher oft angenommen, daß die maximale Schwingungsamplitude der Schneckentrennwand unmittelbar die Reizgröße darstellt. Es besteht nun die Möglichkeit, die Frequenzabhängigkeit der maximalen Schwingungsamplitude der Schneckentrennwand bei konstanter Steigbügelamplitude zu bestimmen. Man braucht hierzu nur aus den der Abb. 7 zuschiebung des Steigbügels durch diesen Wert zu dividieren. Da sich die Ausbuchtungen der meist beobachteten REISSNERschen Membran quer zum Schneckenkanal ihrer Form nach nur sehr wenig mit der Frequenz ändern, so kann auch anstatt der Volumenverschiebung pro Millimeter Länge der Schneckentrennwand unmittelbar

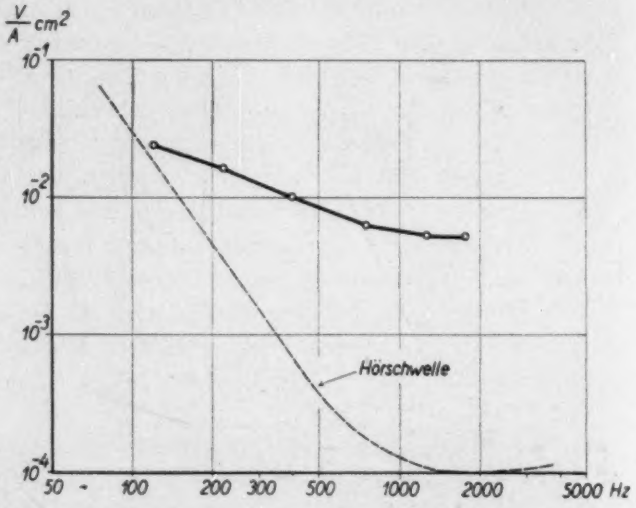


Abb. 8. Verhältnis zwischen der Volumenverschiebung des Steigbügels und der maximalen Ausbuchtung der Schneckentrennwand bei verschiedenen Frequenzen

die Schwingungsamplitude in Zentimetern eingesetzt werden. Die so erhaltene Frequenzabhängigkeit der Maximalamplitude ist in der Abb. 8 dargestellt. Der Frequenzabfall der Hörschwellenkurve beträgt etwa die 4. Potenz des für die Maximalamplitude erhaltenen Frequenzabfalles. Daraus folgt, daß die Maximal-

amplitude der Schneckentrennwand nicht unmittelbar die Reizgröße in der Schnecke abgeben kann.

Gleichzeitig soll darauf hingewiesen werden, daß das Ansteigen der Hörschwellenkurve oberhalb 2000 Hz nicht nur der Abnahme der Schwingungsübertragungen zwischen Trommelfell und Steigbügel zuzuschreiben ist, sondern daß auch, besonders in pathologischen Fällen, die auf die Schneckenflüssigkeit übertragenen Volumenverschiebungen abnehmen können, wenn in der Nähe des Steigbügels die übrigen Teile des Labyrinthes nicht genügend schallharte Wände besitzen.

5. Laufzeitmessungen

Neben der Resonanzkurve der Schnecke interessieren uns noch die Ein- und Ausschwingvorgänge. Da die Schnecke eigentlich eine Röhre mit nachgiebigen Wänden darstellt, so braucht eine Stoßwelle eine gewisse Laufzeit, um vom Steigbügel bis zum Helicotrema zu gelangen. Es gelang früher durch eine subjektive Methode die Existenz dieser Laufzeit nachzuweisen[8]). Es wurde zu diesem Zweck das eine Ohr mit einem tiefen Ton, das andere mit einem hohen Ton ermüdet, derart, daß in dem einen Ohr die Stellen in der Nähe des Helicotremas, in dem anderen Ohr die Stellen in der Nähe des Steigbügels unempfindlich wurden. Erhielten nun beide Ohren gleichzeitig einen Knall, so entstand wegen der Laufzeit eine gewisse Zeitdifferenz in der Empfindung zwischen den beiden Ohren, die durch Richtungshören nachgewiesen werden konnte.

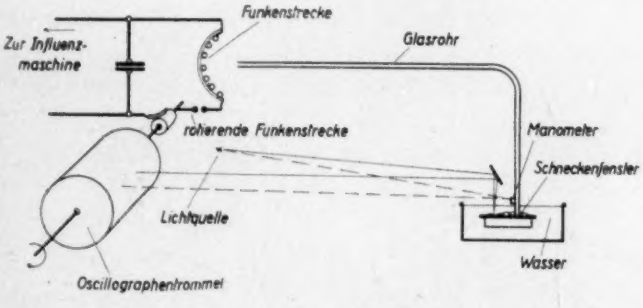


Abb. 9. Anordnung zur Aufnahme der Laufzeiten

Um objektiv die Laufzeit zu messen, wurde auf die Schneckentrennwand ein kleiner Spiegel (0,05 mm dick, 0,5 mm breit und hoch) gelegt, der Steigbügel angestoßen und die Zeitdifferenz zwischen dem Beginn der Steigbügelschwingungen und denen der Schneckentrennwand oszillographisch registriert. Zum Anstoßen des Steigbügels wurde gemäß Abb. 9 ein elektrischer Funke benutzt. Durch eine mit der Oszillographentrommel gekoppelte rotierende Funkenstrecke konnte der Entstehungszeitpunkt genau eingestellt werden. Der Knall wurde über eine etwa 1,5 m lange Glasröhre zur Schnecke geführt, wo ein kleines Manometer das Eintreffen des Stoßes anzeigte.

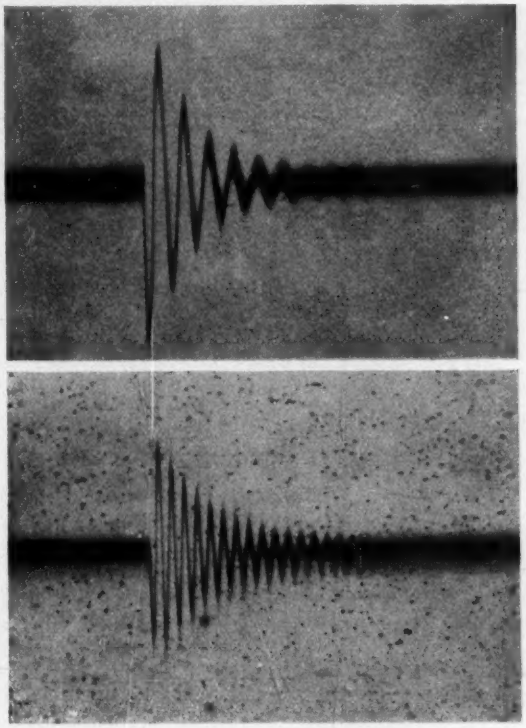


Abb. 10. Der Beginn des Abklingvorganges wird verzerrt, wenn die Knalldauer nicht genügend klein ist gegenüber der Periodendauer

Bekanntlich besteht ein Funkenknall aus einem plötzlichen Druckanstieg und einem nachfolgenden, längere Zeit andauernden Sog, derart, daß das Integral über dem gesamten zeitlichen Ablauf der Druckänderung Null ergibt. Durch den nachfolgenden Sog wird

[8]) Phys. Z. 34 (1933), S. 577, Fig. 5.

nun der Beginn der Stoßschwingung etwas verzerrt, falls die Knalldauer nicht klein gegenüber $^1/_4$ Periode des angestoßenen Schwingungssystemes ist. Da nun die Dauer des Funkenknalles von seiner Energie abhängt, so ist es zweckmäßig, diesen störenden Einfluß von Fall zu Fall zu untersuchen. Am zweckmäßigsten verfährt man so, daß man den Knall auf eine gespannte und mit einem kleinen Spiegel versehene Gummimembran einwirken läßt. Ist die Knallzeit genügend kurz, so erhält man vollkommen regelmäßige Abklingkurven, bei denen das Amplitudenverhältnis konstant ist, wie es die obere Aufnahme der Abb. 10 zeigt. Wird jedoch die Knallzeit gegenüber der Periodendauer der Eigenschwingungen zu lang, so wird durch den Sog der erste Ausschlag vermindert, wie in der unteren Aufnahme zu sehen ist. Es läßt sich so bestimmen, bis zu welchem Eigenfrequenzen der Funke geeignet ist. Um die Knallzeit zu vermindern, kann es unter Umständen zweckmäßig sein, den Funken nicht frei herumspringen zu lassen, sondern seine Bahn vorzuschreiben, indem man an einem kreisförmig gebogenen Trolitulstab in gleichem Abstand kleine Metallkugeln anbringt.

Mit der in der Abb. 9 dargestellten Anordnung wurden nun am Modell und an der wirklichen Schnecke die Laufzeiten aufgenommen.

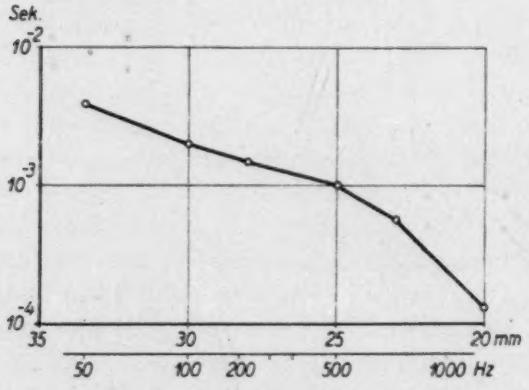


Abb. 11. Laufzeit einer Stoßwelle längs der Schneckentrennwand

Übereinstimmend ergaben sich die in der Abb. 11 dargestellten Werte. Die Abszisse gibt dabei die Entfernung vom Steigbügel an, während die darunter liegende Skala die zu jenem Ort gehörige Frequenz anzeigt.

Kontrollversuche zeigten, daß durch Ändern der Membransteifigkeit des angestoßenen Schneckenfensters oder durch Vorsetzen eines längeren Flüssigkeitsfadens keine Änderung der Laufzeit eintritt.

6. Ausklingzeit der Schneckentrennwand

Seit dem Bestehen der Resonanztheorie des Hörens hat die Frage nach der Ausklingzeit bis in die letzten Jahre immer ein besonderes Interesse erweckt[9]). Es sind eine große Zahl von subjektiven Versuchen ersonnen worden[10]), um die Frequenzabhängigkeit der Ausklingzeit zu bestimmen. Die genauesten subjektiven Ergebnisse dürfte man wohl dadurch erhalten, daß man ähnlich, wie U. STEUDEL[11]), den Zusammenbruch der Lautstärkeempfindung eines Tones verfolgt. Es zeigte sich hier, daß im mittleren Frequenzbereich unabhängig von der Tonhöhe die Lautstärke genau exponentiell in jeder $^1/_{10}$ Sekunde etwa auf den $^1/_8$ten Teil herabsinkt.

Dieser Lautstärkeabfall ist zum Teil bedingt durch den mechanischen Ausschwingvorgang der Schneckentrennwand und zum Teil durch die nervös-chemischen Abklingvorgänge, die, wie sich in den anderen Gebieten der Physiologie zeigt, meist auch streng exponentiell abfallen. Um beurteilen zu können, welcher von beiden Teilen mehr zur Geltung kommt, wurde bereits früher die Vibrationsempfindung untersucht. Hier fällt jeder mechanische Ausschwingvorgang weg, so daß eine reine nervöse Ausklingzeit erhalten wird. Diese Ausklingzeit[12]) war so groß, daß mit einem gewissen Recht angenommen werden kann, daß im Ohr die nervöse Ausklingzeit an Be-

[9]) H. JUNG, Akust. Z. 5 (1940), S. 268.

[10]) E. WAETZMANN, Die Resonanztheorie des Hörens, Braunschweig 1912; E. MEYER und E. W. WAETZMANN, Über den Grad der Dämpfung der Ohrenresonatoren, Die Naturwissenschaften 13 (1925), S. 268.

[11]) U. STEUDEL, Z. Hochfrequenztechn. 41 (1933), S. 120.

[12]) Akust. Z. 5 (1940), S. 268.

deutung überwiegt. Es können daher die früheren Messungen nicht zur Bestimmung der mechanischen Ausklingzeit der Schneckentrennwand herangezogen werden.

Sucht man den Verlauf der Ansprechkurven der Abb. 7 besonders im höheren Frequenzbereich durch eine Resonanzkurve nachzubilden, so ergibt sich ein logarithmisches Dämpfungsdekrement

$$d = \text{lognat } A_1/A_2 = 1{,}3,$$

wobei A_1/A_2 das Amplitudenverhältnis zweier aufeinanderfolgender gleichseitiger Ausschläge, während dem Abklingvorgang bedeutet. Dieses Dämpfungsverhältnis ist frequenzunabhängig und nimmt nur unterhalb 200 Hz etwas zu.

Um die Abklingezeiten der Schneckentrennwand unmittelbar auszumessen, wurde mittels des Funkenknalles gemäß der Abb. 9 das Ohrenmodell angestoßen und die Schwingungen der Gummimembran mit aufgelegten Spiegeln oszillographiert. Es konnte so gut verfolgt werden, wie sich die Eigenfrequenz der Stoßschwingungen mit der Entfernung vom Steigbügel ändert. Hierbei zeigte es sich, daß die Eigenfrequenz an einer gewissen Membranstelle immer mit jener Frequenz übereinstimmt, die an jener Membranstelle bei einer dauernden sinusförmigen Erregung die maximale Schwingungsamplitude und den Wirbel erzeugt.

Leider gelang der entsprechende Versuch an der wirklichen Schnecke nicht. Die Abklingzeiten waren nicht genau reproduzierbar und änderten sich mit der Spiegelgröße, was beim Modell nicht auftrat. Der Grund lag darin, daß der kleine Glasspiegel bei der natürlichen Schnecke nur auf die Reissnersche Membran aufgelegt werden konnte und daher nicht genügend fest mit der Schneckentrennwand verbunden war.

Man untersucht das Anhaften des Spiegels am besten dadurch, daß man auf die Schnecke sinusförmige Schwingungen einwirken läßt und stroboskopisch die Schwingungen der Schnekkentrennwand und des Spiegels verfolgt. Es zeigt sich hier meist sehr deutlich ein Phasenunterschied zwischen der Schneckentrennwand und dem Spiegel, der außerdem eine starke Frequenzabhängigkeit aufweist. Nur die ganz kleinen Silberkristalle folgten genau den Schwingungen der Schneckentrennwand.

Um nun trotzdem die Schwingvorgänge direkt ausmessen zu können, wurde von neuem die Versuchsanordnung der Abb. 6 benutzt. Auf die Schneckentrennwand wurden reichlich ganz kleine Silberkristalle gestreut und mit konstantem Licht stark beleuchtet. Versetzt man nun die Schneckentrennwand in Schwingungen, so kann man deren zeitlichen Ablauf leicht dadurch beobachten, daß man das Mikroskop senkrecht zur Schwingungsrichtung langsam verschiebt. Sind die Silberkristalle genügend klein und das Licht genügend hell, so ergeben sich auf diese Weise sehr schöne Kurven.

Zum Auseinanderziehen der Schwingungskurve würde sich am besten ein rotierender Spiegel im Okular bewähren. Da ein solcher aus äußeren Gründen momentan nicht her-

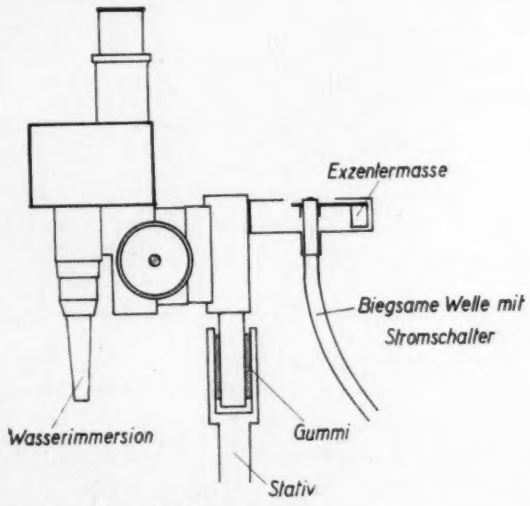


Abb. 12. Kreisendes Mikroskop zur Beobachtung der Ausschwingvorgänge

gestellt werden konnte, wurde, wie die Abb. 12 zeigt, der Ständer des Mikroskopes mittels einer Gummifassung an das festgeschraubte Stativ befestigt. Dadurch besaß das Mikroskop nach der seitlichen Richtung eine kleine Bewegungsfreiheit, ohne daß die gewöhnliche Scharfeinstellung dadurch gelitten hätte. Auf das Mikroskopgehäuse wurde nun noch eine drehbare Exzentermasse befestigt, die mittels

einer biegsamen Welle in Rotation versetzt werden konnte. Bei etwa 10 Umdrehungen pro Sekunde führt dann das Mikroskop geeignete kleine Kreisbewegungen aus. Koppelt man mit der biegsamen Welle einen rotierenden Schalter, der den Strom zum elektrodynamischen Schwingungssystem der Abb. 6 immer in der gleichen Stellung des kreisenden Mikroskopes ausschaltet, so erhält man im Mikroskop vom Ausschaltvorgang einer sinusförmigen Schwingung ein Bild, wie es die Abb. 13 zeigt.

Abb. 13. Bild eines Ausschwingvorganges im kreisenden Mikroskop

Mit dieser Versuchstechnik wurden nun die Ausschwingsvorgänge der Schneckentrennwand bei kurzen Gleichstromstößen und beim Ein- und Ausschalten von sinusförmigen Strömen untersucht. Es ergab sich für den ganzen Frequenzbereich und Ortsbereich der Schneckentrennwand ein Ausschwingvorgang, dessen Amplitudenverhältnis zweier aufeinanderfolgender gleichseitiger Ausschläge zwischen 4 : 1 und 6 : 1 lag. Dem entspricht ein logarithmisches Dämpfungsdekrement

Abb. 14. Ausschwingkurve der Schneckentrennwand für die Resonanzfrequenz

$$d = 1{,}4 \text{ bis } 1{,}8 .$$

Für eine Stelle der Schneckentrennwand mit der Eigenfrequenz von 100 Hz und einer Entfernung von 30,5 mm vom Steigbügel ist der Ausschwingvorgang für die Resonanzfrequenz in der Abb. 14 nachgezeichnet.

Zusammenfassung

Um die mechanische Frequenzanalyse in der Schnecke genau bestimmen zu können, wurde eine anatomische Präparationstechnik entwickelt, die es ermöglicht, für einen gegebenen Ton die Amplitudenverteilung längs der Schneckentrennwand zu bestimmen und für einen gegebenen Ort der Schneckentrennwand die Abhängigkeit der Schwingungsamplitude vor der Frequenz der Steigbügelschwingungen aufzunehmen. Die so erhaltenen Resonanzkurven ergeben ein von der Frequenz fast unabhängiges Dämpfungsdekrement der Schneckentrennwandschwingungen, was auch durch direkte Beobachtung der Ausschwingvorgänge bestätigt werden konnte.

(Eingegangen am 16. Oktober 1942.)

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Einführung in die Vierpoltheorie der Elektrischen Nachrichtentechnik. Von Dr. R. Feldtteller, o. Professor und Direktor des Institutes für Nachrichtentechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart, 1942, 2. verbesserte und erweiterte Auflage. Verlag von S. Hirzel in Leipzig, 169 S. mit 95 Abb. Preis 10 RM. geb.

Die erste Auflage dieses in der Buchreihe „Physik und Technik der Gegenwart" herausgegebenen Buches ist 1937 erschienen und schon damals als ein ausgezeichnetes Lehrbuch für die allgemeinen Eigenschaften der Vierpole empfohlen worden.

Die Neuauflage ist in der Tat noch merklich „erweitert und verbessert". Jedoch betreffen die Erweiterungen weniger den Stoff, der nur vereinzelt durch Einführung neuer Begriffe (wie z. B. den des Echomaßes) ergänzt worden ist, sondern mehr die Darstellung. Der Verfasser hat nämlich durchgehend jedem Kapitel, in dem irgendwelche neuere Begriffe oder Beziehungen abgeleitet wurden, einen Zusatz angefügt, der Zahlenbeispiele für diese Größen oder Beziehungen angibt. Dadurch erhält der Leser nicht nur wertvolle Hinweise auf das, was der Verfasser als den wesentlichen Inhalt der einzelnen Kapitel ansieht, sondern er gewinnt auch die für den Techniker so wichtige Vorstellung von den praktisch vorkommenden Größenordnungen.

Nützliche Erweiterungen sind ferner auch eine Funktionentafel, ein Literaturverzeichnis und ein Stichwortverzeichnis, die der Neuauflage am Schlusse beigegeben sind.

Der Verfasser sieht selbst die Aufgabe einer all-

gemeinen Vierpoltheorie nur darin, die Grundlagen für den Aufbau spezieller Theorien der Leitungen, Übertrager, Siebschaltungen, Verstärker usw. zu schaffen. Es ist daher für die Beurteilung des vorliegenden Bandes wesentlich, daß inzwischen in der gleichen Buchreihe und aus der Feder des gleichen Verfassers zwei weitere Bände erschienen sind, die solche speziellen Vierpoltheorien enthalten und auf den Voraussetzungen aufbauen, die in der allgemeinen Vierpoltheorie gewonnen wurden. Man kann alle drei Bände nur empfehlen. KIRSCHSTEIN

H. GREINACHER, **Ergänzungen zur Experimentalphysik; einführende exakte Behandlung physikalischer Aufgaben, Fragen und Probleme.** Springer-Verlag, Wien 1942. 181 u. X S. Preis RM. 6,60.

Zu einer Vorlesung über Experimentalphysik gehören bekanntlich als wesentlicher, wenn auch nicht umfangreicher Teil die sogenannten „ausgewählten Kapitel der Experimentalphysik". In dieser Gruppe von Vorträgen wird an einigen wenigen Beispielen dem studierenden Physiker oder Ingenieur gezeigt, in welcher Weise er vorzugehen hat, wenn er eine physikalische Aufgabe selbständig bearbeiten soll.

Eine solche Gruppe von Vorträgen hat H. GREINACHER, der Ordinarius für Physik an der Universität Bern, in einer Broschüre „Ergänzungen zur Experimentalphysik" zusammengefaßt. Da nicht alle behandelten Beispiele aus Mechanik, Wärmelehre, Optik, Elektrizität und Magnetismus aufgeführt werden können, seien für den im wesentlichen akustisch interessierten Leser dieser Zeitschrift nur diejenigen aus Akustik und Wellenlehre genannt, wie z. B. die Ableitung der Schallgeschwindigkeitsformel allgemein und anschließend für Luft mit Feuchtigkeit, der Dopplereffekt, einige Interferenzerscheinungen, die fortschreitende und die stehende Welle.

Durch die ausführliche und folgerichtige Art, mit der der Verfasser die gestellten Aufgaben bearbeitet, ist die Broschüre sowohl für den angehenden Physiker oder Ingenieur ein wertvoller Leitfaden, als auch für den Physiker der Praxis ein geeignetes Repetitorium zur Auffrischung seiner Kenntnisse. BIERL

JOOS-KALUZA, **Höhere Mathematik für den Praktiker.** 2. Aufl. Joh. Ambr. Barth, Leipzig. 368 S. 85 Abb. Preis geh. 23,— RM., geb. 24,50 RM.

Das Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung von K. A. LORENTZ in der Neubearbeitung der Verfasser erschien in 2., verbesserter Auflage. Grundgedanke für die Auswahl und Darstellung des Stoffes war die Absicht der Verfasser, dem Ingenieur, Physiker und Chemiker, der die Mathematik nur als Hilfswissenschaft benötigt, das Rüstzeug zu geben, mit dem er die Fragen der Praxis bis zu ihrer zahlenmäßigen Auswertung bearbeiten kann, ohne sich bei der Ableitung der verwendeten Formeln im einzelnen mit der Problematik der Grenzwertbildung und Existenzbeweise belasten zu müssen. „Wir denken nicht daran", sagen J. und K. im Vorwort, „die Beschäftigung mit der strengen logischen Begründung einer Wissenschaft als müßig zu betrachten, am wenigsten kann sie die Mathematik entbehren, aber sie soll Sache der Mathematiker bleiben, der Praktiker muß eine gestellte Aufgabe lösen können, und zum Glück hat er es immer mit Normalfällen zu tun, bei denen die von der strengen Mathematik in mühseligen Untersuchungen herausgearbeiteten Voraussetzungen wie die Stetigkeit oder Differenzierbarkeit von Funktionen ja doch erfüllt sind. Infolgedessen soll man ihm den Kopf erst gar nicht damit beschweren, daß sein Verfahren vielleicht einmal unter einer Million Fällen versagt." So führt der Text unter Vermeidung langer Zwischenrechnungen und komplizierter Ableitungen Zug um Zug zu den Hauptformeln, die durch viele Beispiele und Aufgaben (Lösungen am Schluß des Buches) sogleich in ihrer — vorwiegend physikalischen — Anwendung erprobt werden.

Der Stoff ist in folgende Hauptabschnitte gegliedert: 1. Elementare Hilfsmittel (enthaltend u. a. Prinzipien der Wahrscheinlichkeitsrechnung, einfachste Funktionen, Grundbegriffe der Vektorrechnung); 2. Differentialrechnung (u. a. analytische Geometrie: Kurven und Flächen 2. Grades, allgemeine Differentialgeometrie); 3. Integralrechnung (u. a. mehrfache Integrale, Vektordifferential- und -integraloperationen); 4. Reihen (u. a. FOURIERsche Reihen); 5. Differentialgleichungen; 6. Variationsrechnung; 7. Funktionen komplexer Veränderlicher. Eine besonders gute Übersichtlichkeit ist durch die Anwendung der Dezimalteilung und ein reichhaltiges Sachverzeichnis erreicht worden, so daß das vorzügliche Buch auch als Nachschlagewerk sehr geeignet ist. Man kann dem Werk nur weiteste Verbreitung in der Physik, Chemie und Technik und vor allem auch unter den Studierenden wünschen. E. THIENHAUS

R. DOERFLING, **Mathematik für Ingenieure und Techniker.** R. Oldenbourg, München-Berlin. 533 S. 290 Abb. Preis geb. 9,60 RM.

Mehr noch als JOOS und KALUZA (vgl. das vorige Referat) hat DOERFLING, selber Ingenieur sein, Buch ausschließlich auf die Bedürfnisse des Ingenieurs im weitesten Sinne zugeschnitten. Ausgehend von der Erfahrung, daß dem Ingenieur meist ein spezieller Sinn für Mathematik abgeht, setzt der Verf. nur durchschnittlich mathematisch begabte Leser voraus und verlangt als Vorkenntnisse

lediglich die Anfangsgründe der Arithmetik und Algebra und der Elementargeometrie, entsprechend etwa dem Pensum der ersten beiden Jahre im Mathematikunterricht auf der Schule. Die Ableitungen sind einfach und leicht verständlich dargestellt, wodurch eine dankbar empfundene Entlastung der Gedächtnisarbeit erreicht wird. Häufige Anregungen zur Rekapitulation und Hinweise auf frühere Formeln, Erklärungen und Ableitungen — insbesondere selbst noch während der Behandlung der höheren Mathematik auf elementare Grundlagen — sind pädagogisch besonders wertvoll. Eine Fülle von zahlenmäßig durchgerechneten Beispielen und die vielen Abbildungen fördern die Anschaulichkeit und erleichtern dem Leser den Übergang vom passiven Studium zur Bearbeitung und Lösung eigener Aufgaben. Ein ganzes Kapitel ist ausschließlich den Anwendungen aus der Mechanik gewidmet und kann sogar als eine kurze Einführung in die Mechanik betrachtet werden. Die Abschnitte gliedern sich wie folgt: A. Arithmetik und Algebra; B. Elementargeometrie; C. Trigonometrie; D. analytische Geometrie; E. Differential- und Integralrechnung; F. Differentialgleichungen; G. Vektoranalysis. Bei einer Neuauflage ließe sich sicherlich leicht der Wunsch nach einem Sachverzeichnis und nach Wiederholung der Überschriften der Abschnitte und Paragraphen am Kopf jeder Seite berücksichtigen. E. THIENHAUS

B. BAULE, **Die Mathematik des Naturforschers und Ingenieurs.** Bd. I: Differential- und Integralrechnung. VIII und 152 S. 161 Abb. Preis kart. 7,— RM.

Mit dem vorliegenden Werk des Verfassers erscheint der erste Band einer siebenbändigen Darstellung der Mathematik, die sich in erster Linie an den jungen Naturwissenschaftler und Ingenieur wendet. Sie soll ihm das mathematische Rüstzeug für seine spätere Tätigkeit in seinem Arbeitsgebiet und für das Verständnis der Fachliteratur vermitteln. Mit Rücksicht auf dieses Ziel legt der Verfasser bewußt nicht so sehr Wert auf eine mathematisch strenge Beweisführung als vielmehr auf die praktische Anwendung der Sätze und ihre Erläuterung durch zahlreiche, gut gewählte Beispiele. In prägnanter, leicht verständlicher Darstellung wird der Stoff dargeboten, den der Anfänger aus der Differential- und Integralrechnung beherrschen muß, um ein festes Fundament für seine Kenntnisse zu gewinnen. Der Verfasser legt besonderen Wert darauf, die Reichweite einzelner Methoden darzustellen und Hinweise zu geben, welche Lösungsmöglichkeiten am schnellsten zum Ziele führen, wie etwa bei der Reihenentwicklung die Forderung nach schneller Konvergenz oder bei der Integration rationaler Funktionen nach möglichst einfacher Partialbruchzerlegung. Die Beispiele sind nach Möglichkeit so gewählt, daß sie die Schwierigkeiten überwinden helfen, auf die der Anfänger bei der Anwendung der allgemeinen Sätze zunächst zu stoßen pflegt. Hierbei kamen dem Verfasser zweifellos seine Erfahrungen als Hochschullehrer zugute. Zu erwähnen ist noch die reiche Ausstattung mit Abbildungen, die zur Veranschaulichung des im Text gebrachten Stoffes beitragen, sowie die übersichtliche Zusammenstellung von Formeln am Schlusse einzelner Kapitel. So wird das Buch bei den jungen Naturwissenschaftlern leicht Eingang finden, und auch der ältere wird gern zu ihm greifen, um sich seiner bei der Lösung der einen oder anderen Aufgabe zu bedienen. KALLENBACH

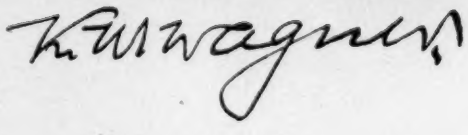
NACHRICHTEN

Karl Willy Wagners Beiträge zur akustischen Forschung

Am 22. Februar 1943 vollendete der Präsident a. D. Professor Dr. phil. Dr.-Ing. e. h. KARL WILLY WAGNER, Mitglied der Preußischen Akademie der Wissenschaften, sein 60. Lebensjahr. Dieser Anlaß gibt uns Gelegenheit, aufzuzeigen, in welcher weitgehenden Weise KARL WILLY WAGNER, durch die Erfordernisse der Nachrichtentechnik angeregt, die Akustik, die Elektroakustik und die technische Akustik durch eigene Forschung und durch Organisation gefördert hat.

Aus Friedrichsdorf im Taunus gebürtig kam WAGNER nach dem Besuch des Technikums in Bingen a. Rh. und einer Lehrtätigkeit für elektrische Nachrichtentechnik am Technikum in Frankenhausen am Kyffhäuser 1904 bei den Siemens-Schuckertwerken in Berlin bei Untersuchungen über die Stromübertragung zu der Vorstellung der Wanderwelle. Sein erstes Buch: „Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln", 1908, zeigt bereits die sichere und übersichtliche mathematische Behandlung der Probleme, die auch alle späteren Arbeiten auszeichnet. Als Forschungsassistent von Prof. Dr. HERM. TH. SIMON am In-

stitut für angewandte Elektrizität in Göttingen promovierte WAGNER 1910 zum Dr. phil. mit der Dissertation: „Der Lichtbogen als Schwingungserzeuger." Die erste Arbeit als Telegrapheningenieur am Telegraphen-Versuchsamt der Reichspost führte ihn bereits auf das Gebiet der technischen Akustik. Zur Verbesserung des gebräuchlichen Fernsprechhörers mußten nicht allein die elektrischen und magnetischen Eigenschaften dieses Apparates fest-



gestellt werden, sondern auch die Frequenzen der zur Sprachübertragung benötigten Ströme. In dem Bericht für eine internationale Telephonkonferenz in Budapest: „Über die Frequenz der Fernsprechströme"[1]) sind die Ergebnisse dieser Untersuchungen niedergelegt. Zur Trennung der Frequenzanteile bediente er sich dabei schon den Siebketten ähnlicher Schaltungen. Über die „Verbesserung des Telephons"[2]) berichtete er im Berliner Elektrotechnischen Verein. Die Erfindung der elektrischen Wellenfilter[3]) gelang ihm als Leiter der elektrischen Starkstromabteilung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 1915 ein halbes Jahr vor der gleichen Erfindung in Amerika . Diese Wellenfilter oder Siebketten sind für die gesamte elektrische Nachrichtenübertragungstechnik (Telephonie, Telegraphie, Rundfunk, Funkwesen, Tonfilm, Fernsehen) grundlegend geworden und verhinderten durch ihre Priorität die Abhängigkeit der deutschen Technik von den amerikanischen Patenten.

Weiteren Problemen der elektrischen Nachrichtentechnik widmete er sich in den Jahren von 1918 bis 1927 als Leiter des Telegraphenversuchsamtes und später als Abteilungsleiter und als Präsident des Telegraphentechnischen Reichsamtes der Reichspost, des jetzigen Reichspostzentralamtes. Hier zeigte sich besonders bei den Fragen der Kabeltechnik die klare mathematische Behandlung der Probleme. Bald nach Beendigung des Weltkrieges traten die Entwicklungsaufgaben der Rundfunktechnik in den Vordergrund. In Verbindung damit ergaben sich zahlreiche Probleme auf dem Gebiete der Akustik. So wurde das Verfahren ausgearbeitet, mittels elektrischer Siebketten die Frequenzen von Sprache und Musik zu untersuchen[4]). 1924 gründete WAGNER die weitbekannte Zeitschrift: „Elektrische Nachrichtentechnik" (ENT.). Weitere Ergebnisse der Erforschung der Klangschönheit, der Klangtreue und Verständlichkeit bei Übertragung beschränkter Frequenzbereiche sind in verschiedenen Zeitschriften niedergelegt[5]). Eine Zusammenfassung einer Vortragsreihe im Berliner Elektrotechnischen Verein über die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfanges wurde 1927 (Springer, Berlin) in Buchform herausgegeben. In die Jahre 1927 bis 1936 fiel die Planung, der Bau, die Einrichtung und die Leitung des Institutes für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin, nachdem WAGNER an die Technische Hochschule Berlin auf eine neu geschaffene ordentliche Professur für Schwingungslehre berufen war. Damit war die Gelegenheit zu einer zusammenfassenden Bearbeitung der elektrischen, mechanischen und akustischen Schwingungsvorgänge unter einem übergeordneten einheitlichen Gesichtspunkt gegeben, die sich in der Folge als überaus fruchtbar erweisen sollte. Teillösungen aus den behandelten Problemen stellen die Veröffentlichungen über den Umfang der

[1]) Phys. Z. 11 (1910), S. 1122.

[2]) Elektrotechn. Z. 32 (1911), S. 80, 110.

[3]) Arch. Elektrotechn. 3 (1915), S. 315, 8 (1919), S. 61; 18 (1927), S. 78; Z. techn. Phys. 2 (1921), S. 297; Telefunkenztg. 6 (1924), S. 21.

[4]) Elektrotechn. Z. 45 (1924), S. 451.

[5]) Elektrotechn. Z. 47 (1926), S. 735; AEG-Mitt. (1929), S. 567; Sonderdruck des „Funk" 1928.

Lautstärken in der Musik[6]) und ein neues elektrisches Sprechgerät zur Nachbildung der menschlichen Vokale[7]) dar. Denn für die klanggetreue Wiedergabe von Musik durch Rundfunk, Schallplatte und Tonfilm spielt neben dem früher untersuchten Frequenzbereich auch der Intensitätsumfang, die sog. Dynamik, eine entscheidende Rolle. Deshalb wurde eine Apparatur zu ihrer Messung entwickelt und damit die Schallstärke der gebräuchlichen Musikinstrumente einzeln und auch im Zusammenklang im kleinen und großen Orchester aufgezeichnet. Die letztgenannte Arbeit knüpft an die früher mittels Siebketten durchgeführte Untersuchung des Frequenzbereiches von Sprache und Musik an. Die Sprachlaute entstehen dadurch, daß die als Resonatoren wirkenden Höhlungen im Hals, im Mund und in der Nase von dem im Kehlkopf erzeugten, intermittierenden Luftstrom zu Schwingungen angestoßen werden. Dieser Vorgang wurde durch elektrische Kreise nachgebildet. Die leichte Veränderung dieser Kreise erlaubt es, bequem den Einfluß der verschiedenen Faktoren auf die Lautbildung zu studieren.

Die zunehmende Lärmplage, namentlich in den Großstädten, veranlaßte 1930 den Verein Deutscher Ingenieure einen „Fachausschuß für Lärmminderung" einzusetzen, dessen Vorsitz auf Bitte des Vereins Prof. K. W. Wagner übernahm. In den einzelnen Unterausschüssen wurde hier wertvolle Arbeit geleistet und die Grundlagen für eine wirksame Bekämpfung des Lärmproblems geschaffen. Die wissenschaftliche Bearbeitung einer Reihe von schalltechnischen Aufgaben, besonders aus der Meßtechnik, der Raum- und Bauakustik förderte Wagner durch eine Reihe grundlegender Vorträge: „Geräusch und Lärm"[8]). Das Lärmproblem vom Standpunkte des Ingenieurs[9]). Fortschritte in der Geräuschforschung und Lärmabwehr[10]). Physikalische Grundlagen und neuere Ergebnisse der Lärmbekämpfung[11]). Die Ausbreitung des Schalles in Gebäuden[12]).

Der Unterrichtstätigkeit Wagners verdanken wir das inhaltreiche Lehrbuch der Heavisideschen Operatorenrechnung[13]). Eine eingehende theoretische Behandlung ungleichförmiger Leitungen führte ihn auf sog. Exponentialleitungen mit exponentieller Änderung der Kapazität und Induktivität. Die für den Sonderfall einer solchen Leitung mit konstanter Wellengeschwindigkeit gefundenen Gesetze gelten auch für die Luftbewegungen und Schwingungen in Röhren mit exponentiell wachsendem Querschnitt wie beim Lautsprecher mit Exponentialtrichter[14]).

Der Akustiker wird aber nicht allein die Klärung und Erweiterung der Kenntnisse auf den verschiedenen Teilgebieten der technischen Akustik zu schätzen wissen, sondern ebenso eine Förderung der Grundlagen der Schwingungslehre, wie z. B. durch eine einfache Herleitung und systematische Darstellung der Eigenschwingungen und Dämpfungen in gekoppelten Schwingungsgliedern[15]). Eine weitere Bereicherung werden wir noch durch das im Druck befindliche Buch: „Einführung in die Lehre der Schwingungen und Wellen"[16]) erfahren und erhoffen noch weitere Beiträge zu unserer Wissenschaft durch den Jubilar, für dessen Gesundheit und ersprießliches Arbeiten wir die besten Wünsche aussprechen dürfen, mit einem herzlichen Dank für die bisherige reiche Ernte, die auch zu vielen akademischen Ehrungen führte.

E. Lübcke

[6]) S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 15 (1932).

[7]) Ebenda Nr. 2 (1936).

[8]) Ebenda 9 (1931).

[9]) Z. VDI. 77 (1933), S. 1.

[10]) Z. VDI. 79 (1935), S. 531; auch Forsch. u. Fortschr. 12 (1936), S. 12 und 41.

[11]) Z. techn. Phys. 16 (1935), S. 544.

[12]) Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937), S. 49.

[13]) Verlag Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

[14]) Arch. Elektrotechn. 36 (1942), S. 69.

[15]) Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 24 (1935), S. 191.

[16]) Verlag Borntraeger, Berlin.

Der Dozent Dr. phil. **Kurt Schuster** ist zum außerplanmäßigen Professor an der Technischen Hochschule Breslau ernannt worden.

Verantwortlicher Schriftleiter: Oberregierungsrat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine G. m. b. H., Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany

MESSGERÄTE

„Philoscop"

UNIVERSAL-MESSBRÜCKE Typ GM4140

Die Vollnetz – Wechselstrombrücke mit magischem Auge.
R: 0,1Ω – 10 MΩ; C: 10 pF – 10 μF
L: Vergleichsmessungen möglich.

Verlangen Sie Katalogblatt D 1

PHILIPS
ELECTRO SPECIAL GMBH
BERLIN

MESSGERÄTE · ELEKTRONENSTRAHLRÖHREN · SPEZIALRÖHREN

P. LENARD

Wissenschaftliche Abhandlungen

Herausgegeben auf Veranlassung des Herrn Staatsministers Dr. Wacker von Ludwig Wesch, Professor an der Universität Heidelberg

Band 2

Phosphoreszenz

XIII, 609 Seiten mit 26 Abbildungen
Gr.-8°. Brosch. RM. 15.–, geb. RM. 17.50

Band 1: „Hydrodynamische und gastheoretische Arbeiten / Molekularkräfte" erschien im April 1942. Die Bände 3 und 4 befinden sich in Vorbereitung.

VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG

AEG

Technisch-physikalische Sondergeräte

Messung und Untersuchung kurzzeitiger Vorgänge

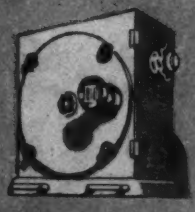
Lichtblitz-Stroboskope

ermöglichen die Beobachtung schneller, periodischer Bewegungsvorgänge. Die Helligkeit der in der Quecksilberdampf-Hochdrucklampe erzeugten Lichtblitze beträgt etwa 50000 HK und reicht aus, um die scheinbar stillstehenden oder zeitlich verlangsamten Vorgänge zu photographieren oder zu filmen. Die Dauer der einzelnen Lichtblitze beträgt etwa 2×10^{-5} s, so daß auch bei hohen Objektgeschwindigkeiten praktisch keine Bewegungsunschärfen die Beobachtung stören. Ihre Zahl ist grob und stetig von etwa 6 bis 800, bzw. 3000 Lichtblitzen in der Sekunde regelbar und wird an dem eingebauten Meßgerät angezeigt.

Um auch von sehr schnellbewegten Objekten in einem bestimmten Zeitpunkt scharfe photographische Aufnahmen machen zu können, ist in Ergänzung zu den Lichtblitz-Stroboskopen das Funkenblitzgerät entwickelt worden. Der vom Stroboskop ausgelöste einmalige Funke hat eine Helligkeit von 2×10^6 HK und eine Leuchtdichte von etwa 8×10^6 sb.

Höhere Anforderungen an Helligkeit für große Gegenstände können mit dem AEG-Großstroboskop erfüllt werden, dessen Lichtblitze eine Helligkeit von etwa 2×10^6 HK bei einer Blitzdauer von etwa 10^{-5} s besitzen.

Zeitdehner



Für die Untersuchung einmaliger oder in ihrer Wiederkehr nicht gleichmäßiger Vorgänge ist das stroboskopische Verfahren nur beschränkt geeignet. Vielmehr muß hier zu einem Mittel gegriffen werden, das die einzelnen Bewegungszustände festzuhalten gestattet. Dies wird erreicht mit dem AEG-Zeitdehner, einem Filmgerät für hohe Bildfrequenzen. Die hohe Bildzahl kann bei vollem Bildformat zwischen 16 und 1000 Bildern in der Sekunde gewählt werden. Für höhere Bildzahlen wird durch geeignete optische Mittel das Bild waagerecht und senkrecht unterteilt, wobei die höchste Aufnahmefrequenz mehr als 80000 Bilder in der Sekunde und die Belichtungszeit weniger als 10^{-6} s beträgt.

Verlangen Sie ausführliche Druckschriften

ALLGEMEINE ELEKTRICITÄTS-GESELLSCHAFT
Technisch-Physikalische Werkstätten, Berlin

7755